



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II

Dipartimento di Scienze Fisiche

Dottorato di Ricerca in Rischio Sismico - XXIII ciclo

RAMONA GUIDA

**Un Metodo di Imaging Acustico per la
Localizzazione e l'Analisi
di Flussi Idrotermali Sottomarini**

TUTOR CHIAR.MO PROF. GIOVANNI IANNACCONE

COORDINATORE CHIAR.MO PROF. ALDO ZOLLO

2011

A Fabio

Ringraziamenti

Anzitutto mi preme ringraziare sentitamente il prof. Giovanni Iannaccone per l'enorme pazienza, i numerosi consigli e la cortese disponibilità mostrata in ogni occasione e insieme con lui il prof. Aldo Zollo per essermi venuti incontro in questi anni nonostante i miei impegni lavorativi.

Ringrazio la Società Whitehead Alenia Sistemi Subacquei per le strutture, gli strumenti di calcolo e i dati messi a disposizione.

Ringrazio la mia famiglia per avermi spronata negli studi, incoraggiata e aiutata in ogni occasione e in particolare mia sorella Maria Katja che, ancora una volta in modo instancabile, mi ha offerto il suo aiuto prezioso.

Mi preme ringraziare in modo particolare l'ing. Renato Marasco, mio collega e amico, col quale ho collaborato attivamente durante tutto il periodo di studio e a cui devo gran parte delle conoscenze acquisite, per la sua disponibilità e l'aiuto mai negato.

Un ringraziamento profondamente sentito e pieno d'affetto rivolgo infine all'ing. Pietrantonio Bevilacqua per la guida, la tenacia, l'intelligenza pungente, il sostegno di sempre e tutta l'amicizia senza cui questa ricerca non si sarebbe potuta realizzare.

Indice

- Introduzione	9
- Capitolo I	
<i>L' Idrotermalismo sottomarino</i>	13
I.1 <i>Plume idrotermali di buoyant</i>	14
I.2 <i>Flussi Idrotermali delle Dorsali Oceaniche</i>	23
I.3 <i>Flussi Idrotermali dell'Area Mediterranea</i>	25
- Capitolo II	
<i>Metodi di Localizzazione e Analisi</i>	29
II.1 <i>Metodi del calcolo della stabilità della colonna d'acqua</i>	29
II.2 <i>Metodi di Ascolto Passivo</i>	33
II.3 <i>Metodi di Imaging Acustico</i>	42
- Capitolo III	
<i>Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.</i>	55
III.1 <i>L'Imaging Acustico</i>	55
III.1 <i>Antenne Acustiche e Beam Forming</i>	57
III.2 <i>L'Antenna Trasmittente</i>	64

- Capitolo IV	
<i>Una nuova tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico: l'angolo-frequenza</i>	85
IV.1 <i>Il Campo di Radiazione</i>	86
IV.2 <i>La Risoluzione in Distanza</i>	99
IV.3 <i>Conclusioni</i>	107
 - Capitolo V	
<i>La Ricostruzione dell'Immagine</i>	109
V.1 <i>Il Beam Forming in Ricezione</i>	111
V.2 <i>La Ricostruzione dell'Immagine a partire da dati sintetici</i>	120
V.2 <i>La Ricostruzione dell'Immagine a partire da dati sperimentali</i>	130
 - Conclusioni	139
 - Bibliografia	147
 - Indice delle Figure	175

Introduzione

Lo sviluppo e l'applicazione di strumentazioni e metodologie per il monitoraggio dei flussi idrotermali delle zone sommerse delle aree soggette a rischio sismico e l'integrazione di queste con le reti locali di monitoraggio sismico consente di raccogliere informazioni utili alla pianificazione di interventi di early warning.

Ad oggi non esiste una rete di strumentazioni rivolta al monitoraggio dei fluidi rilasciati dal fondo marino in aree sismiche, nonostante sia noto che il loro comportamento è strettamente legato all'evoluzione dei processi sismogenetici. Una conoscenza approfondita del comportamento dei fluidi di tipo idrotermale in termini di genesi e di evoluzione temporale inquadrata nell'assetto tettonico locale consentirà di migliorare la comprensione dell'evoluzione del processo sismogenetico.

La ricerca sottesa a questo lavoro di tesi si propone come obiettivo quello di definire degli strumenti e dei metodi di localizzazione, analisi e monitoraggio a medio-lungo termine di flussi idrotermali sottomarini, attraverso la definizione di strumentazioni, tecniche di Beam Forming e metodi di Imaging acustico che consentano la ricostruzione dell'immagine acustica tridimensionale a partire dai segnali d'eco - un flusso idrotermale sottomarino caratterizza la colonna d'acqua con una forte disomogeneità rispetto alle

caratteristiche termiche e di densità mediamente isotropiche dell'area nella quale si manifesta; questo fa sì che un'onda di pressione acustica che incida su di esso nella sua propagazione venga backscatterata consentendo di ricostruirne l'immagine a partire dai segnali d'eco.

Il lavoro si è articolato in fasi di sviluppo successive.

Una prima fase di ricerca bibliografica ha riguardato in generale i fenomeni di idrotermalismo sottomarino: tanto quelli profondi tipici delle dorsali medio-oceaniche (fumarole nere e bianche), che quelli di acque basse cosiddetti gas-idrotermali tipici dei bacini del Mediterraneo.

A questa fase di ricerca bibliografica ne è seguita una seconda rivolta a individuare quali siano, allo stato dell'arte, le tecniche più efficaci per la localizzazione, il monitoraggio e l'analisi a medio e lungo termine di flussi idrotermali sottomarini.

Fatta eccezione per le osservazioni in situ tramite ROV o sommozzatori, una volta individuata nell'Imaging acustico la metodologia di monitoraggio a medio-lungo termine fra le più efficienti, la fase di sviluppo successiva ha riguardato la sintesi, tramite algoritmi agli elementi finiti, di un'antenna trasmittente per imaging acustico ad alta risoluzione, nonché la definizione di tecniche di Beam Forming che consentissero di distribuire e orientare l'energia nello spazio in modo tale da ottenere un'immagine ad alta risoluzione.

Per ovviare agli alti costi computazionali che comportano tecniche di beam forming convenzionali e alle dimensioni considerevoli delle antenne che utilizzano metodologie di tal tipo, è stata definita poi, in una fase di sviluppo successiva, una tecnica di beam forming originale e innovativa detta di angolo-frequenza, che ha consentito di illuminare l'oggetto nel cono di vista tramite fasci di tipo FAN ("a

ventaglio”) e che ha comportato un risparmio sia nei costi computazionali che nelle dimensioni geometriche delle antenne.

La fase conclusiva del lavoro è stata orientata infine, a partire da dati sintetici e utilizzando tecniche di Beam Forming applicate sui segnali d’eco, la ricostruzione dell’immagine di un flusso idrotermale sottomarino di tipo gassoso (tipico dei bacini tirrenico ed egeo del mar Mediterraneo), ponendo così le basi per l’utilizzo in ambiente reale dell’antenna acustica e dei processi di beam forming innovativi ad essa applicati.

Capitolo I

L' Idrotermalismo sottomarino

I camini idrotermali sono crepe sul fondo marino dalle quali fuoriescono jet di acqua calda mista a inclusioni di gas e minerali. L'acqua fredda degli strati più profondi della colonna d'acqua si insinua attraverso fessure del fondo, penetra nel sub bottom e viene riscaldata dal magma presente in camere magmatiche poco profonde.

Superriscaldata l'acqua tende a fuoriuscire dal bottom oceanico, portando con sé gas e minerali disciolti. Le condizioni principali che portano alla formazione di un camino idrotermale sono due: la prima è che il fondale sia fratturato su un'area abbastanza vasta da consentire la percolazione dell'acqua; la seconda è che l'acqua fuoriesca da un numero limitato di canali in modo che il flusso possa avere una pressione sufficientemente elevata a consentirne la fuoriuscita.

Il primo camino idrotermale sottomarino fu scoperto nel 1977 a largo del Galapagos Rift – oceano Pacifico – sud America [Corliss J. B. et al., *Submarine Thermal Springson the Galàpagos Rift*, Vol 203, Science, 1979].

Da allora si è proceduto in maniera non sistematica a una mappatura globale dei camini idrotermali sottomarini, che ne ha evidenziato la

loro dislocazione a ridosso delle dorsali oceaniche e delle aree vulcaniche.

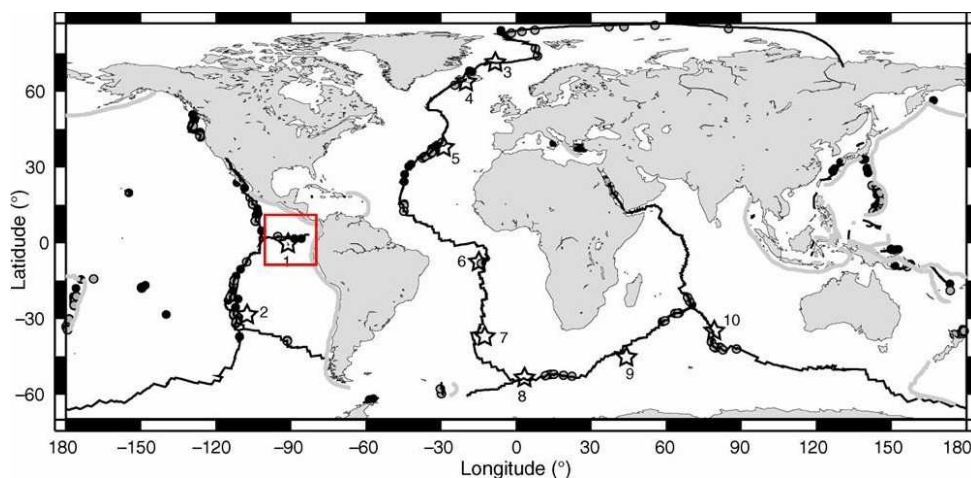


Fig. 1.1 Mappatura globale dei camini idrotermali sottomarini

I.1 Plume idrotermali di buoyant

Sia per le differenti caratteristiche termiche, che per la diversità nella composizione chimica, i flussi idrotermali sottomarini possono essere suddivisi in due tipologie: flussi idrotermali profondi delle dorsali oceaniche e flussi idrotermali di shallow water tipici dell'area mediterranea.

La diversa profondità dei fondali alla quale si manifestano le due tipologie di flussi fa sì ch'essi assumano caratteristiche differenti per quanto attiene alla presenza di gas all'interno del fluido.

Le profondità elevate alle quali hanno luogo i fenomeni di idrotermalismo delle dorsali oceaniche, implicando valori di pressione idrostatica elevati, impediscono la presenza di gas all'interno del fluido, che fuoriesce dall'orifizio del camino ad elevate temperature, ma privo di gas e ricco di minerali metallici sottratti al condotto del camino a causa della caratteristica acida della soluzione idrotermale.

I valori di profondità mediamente bassi dei fondali dell'area mediterranea dell'arco tirrenico e del mar Egeo - $z < 200\text{m}$ - favoriscono al contrario la presenza di gas - prevalentemente diossido di carbonio - all'interno del fluido idrotermale, che però non raggiunge quasi mai temperature al di sopra di 100°C .

In entrambi i casi ciò che caratterizza il flusso idrotermale sottomarino è che la fuoriuscita dall'orifizio del camino di un fluido avente una densità inferiore rispetto a quella del fluido nel quale si immette - a causa di temperature maggiori per i fenomeni di idrotermalismo oceanico o a causa dei gas disciolti per l'idrotermalismo dell'area mediterranea - provoca la risalita della colonna d'acqua al di sopra dell'orifizio del camino da parte del fluido meno denso, indotta proprio dalla differenza di densità, dando origine a una *plume turbolenta di buoyant*.

Le plume buoyant, come le altre tipologie di flussi turbolenti - wakes e jet - hanno la caratteristica di essere casuali, diffusivi - in essi si verificano rapidi scambi di calore e momento -, rotazionali¹ e

¹ I flussi turbolenti presentano alti livelli di fluttuazioni che si manifestano in strutture vorticosi le cui dimensioni variano di diversi ordini di grandezza; quelle più grandi, ove risiede la maggior parte dell'energia e che sono

altamente dissipativi²; essi hanno origine sempre a grandi numeri di Reynolds³ in corrispondenza dei quali l'instabilità del flusso genera perturbazioni frutto dell'interazione assai complessa fra termini viscosi e termini inerziali non lineari nelle equazioni del moto; i primi, tipicamente di svariati ordini di grandezza inferiori ai secondi, possono non riuscire ad attenuare i moti inerziali: il flusso diviene così instabile e si formano vortici.

L'irregolarità e la non linearità rendono le equazioni differenziali per i moti turbolenti molto complesse e ancora prive di soluzioni generali.

I flussi di natura turbolenta sono scomponibili in una parte regolare media e in una irregolare di deviazione dalla media (decomposizione di Reynolds) – e a media nulla – che consiste nelle fluttuazioni turbolente

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{u}_i = U_i + u_i \\ \tilde{p} = P + p \\ \tilde{T} = T + T' \end{array} \right.$$

dell'ordine della regione interessata dal flusso turbolento (che in un boundary layer è proprio pari allo spessore dello strato) trasferiscono energia ai vortici più piccoli tramite un meccanismo tridimensionale di interazioni non lineari noto come *vortex stretching*.

² Nei flussi turbolenti l'energia, trasferita alle scale più piccole del moto dal continuo vortex stretching, viene poi trasmessa a vortici di dimensioni sempre minori, fino a quelli dell'ordine della microscala di Kolmogorov, scala più piccola alla quale è presente l'energia cinetica turbolenta e oltre la quale ha luogo la dissipazione viscosa dell'energia.

³ Il numero di Reynolds $R = UL/\nu$ esprime il rapporto fra i termini inerziali del moto e quelli viscosi.

Riscrivendo da queste l'equazione per il momento per il campo medio e in seguito per il campo turbolento e moltiplicando quest'ultima per u_i si ricaverà l'equazione per l'energia cinetica relativa alla plume turbolenta

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} \overline{u_i^2} \right) = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\rho_0} \overline{p u_j} + \frac{1}{2} \overline{u_i^2 u_j} - 2\nu \overline{u_i e_{ij}} \right) - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \pm g \alpha_w \overline{T'} - 2\nu e_{ij} e_{ij}$$

Il primo membro rappresenta la velocità di scambio dell'energia cinetica turbolenta e il secondo membro i diversi meccanismi che conducono a tale scambio.

I primi tre termini al secondo membro - scritti sotto forma di divergenza di flusso - rappresentano il trasporto spaziale di energia cinetica turbolenta attraverso il fluido tramite la turbolenza stessa e la viscosità.

Il quarto termine, presente anche nell'equazione per l'energia cinetica relativa al campo medio, a differenza che in quest'ultimo risulta qui essere positivo.

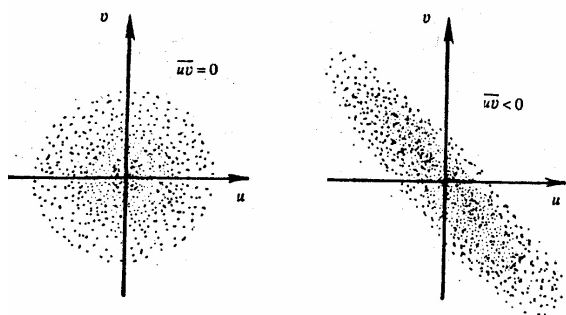


Fig. 1.2 Campi turbolenti isotropi e anisotropi

Esso infatti è il prodotto dello shear medio $\partial U_i / \partial x_j$, sempre positivo, e del prodotto relativo agli stress di Reynolds $\overline{u_i u_j}$ che in campi turbolenti di natura anisotropa (Fig. 1.2), che rappresentano la maggioranza delle situazioni che si verificano in natura⁴, è sempre negativo. Il prodotto dunque rappresenta un guadagno in termini di energia cinetica turbolenta ed esprime proprio la velocità di generazione dell'energia cinetica stessa per interazione degli stress di Reynolds con lo shear medio $\partial U_i / \partial x_j$ e come tale è noto come *produzione di shear*.

Il quinto termine, a seconda che sia positivo o negativo ($\pm g \alpha \overline{w T'}$) rappresenta un guadagno o una perdita in termini di energia cinetica turbolenta – e come tale è noto come *produzione di buoyancy* o *distruzione di buoyancy* – in relazione alla distribuzione verticale della temperatura ambiente $\overline{T}(z)$.

In un ambiente stabile come può essere il mixed layer oceanico nelle ore di massima altezza del sole sull'orizzonte – in corrispondenza di valori massimi della radiazione solare incidente – si assiste all'esistenza di un flusso di calore verso il basso – la radiazione solare incidente supera la perdita di calore della superficie oceanica – e pertanto $\overline{w T'} < 0$ e quindi il quinto termine, di segno negativo ($-g \alpha \overline{w T'}$), rappresenta una perdita di energia cinetica turbolenta.

⁴ In natura la maggior parte dei flussi turbolenti sono di natura anisotropa e pertanto presentano fluttuazioni – deviazioni rispetto al campo medio – che si sviluppano secondo direzioni preferenziali e quindi hanno valori del prodotto $\overline{u_i u_j}$ negativi. Al contrario in campi isotropi le fluttuazioni turbolente non mostrano alcuna direzione preferenziale e pertanto hanno valori nulli del prodotto $\overline{u_i u_j}$.

In un ambiente instabile come quello in cui è presente una plume idrotermale che, fuoriuscita dall'orifizio del camino, risale la colonna d'acqua sovrastante a causa del diverso valore di densità, si assiste a un flusso di calore verso l'alto $\overline{wT'} > 0$ e all'esistenza di moti convettivi (fig. 1.3) - elementi di fluido più pesanti, portati a profondità minori dal flusso di calore tendono a ridiscendere dando luogo all'esistenza di moti convettivi -, meccanismi chiave di rifornimento di energia cinetica ai flussi turbolenti che di conseguenza generano un valore positivo del quinto termine $(+ g\alpha\overline{wT'})$ e una conseguente produzione di energia cinetica turbolenta ma al contempo una diminuzione dell'energia potenziale del campo medio.

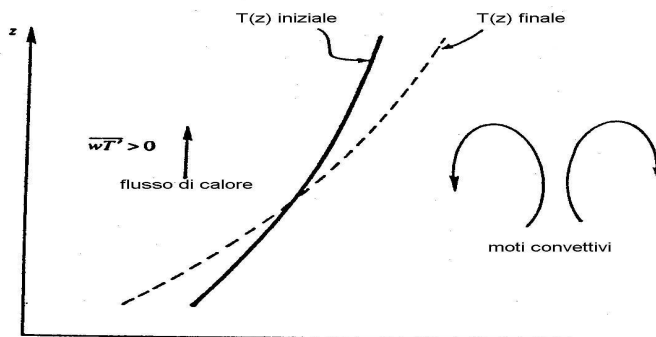


Fig. 1.3 Flusso di calore in ambiente instabile: generazione di energia cinetica turbolenta a opera dei moti convettivi

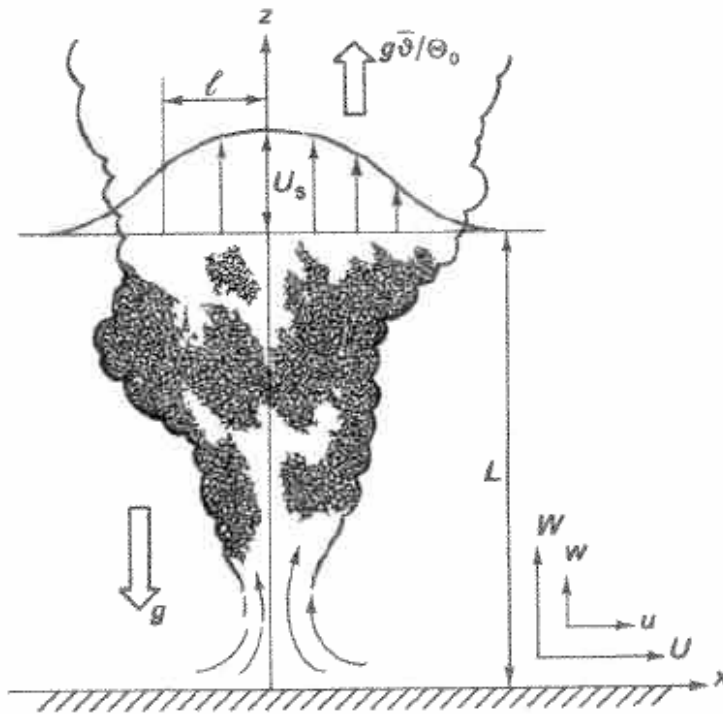


Fig. 1.4 Plume Idrotermale di buoyant

Si capisce bene che i vortici grandi, al fine di autosostenersi, necessitano di sviluppare anisotropia e quindi direzioni preferenziali dei flussi come il flusso di calore verso l'alto di una plume idrotermale che genera l'esistenza di moti convettivi.

Il sesto termine infine, $\varepsilon = 2\nu \overline{e_{ij}e_{ij}}$, è la *dissipazione viscosa* e rappresenta, appunto, la dissipazione dell'energia cinetica turbolenta a opera degli attriti.

L'energia, trasmessa dalle scale più grandi del moto a quelle più piccole dal continuo vortex stretching (*cascata di energia*)

raggiungono infine le scale più piccole del flusso – quelle dell'ordine della microscala di Kolmogorov – alle quali la dissipazione viscosa ha effetto.



Fig. 1.5 Successive deformazioni di un elemento di fluido in ambiente turbolento fino alla generazione dei filamenti dell'ordine della microscala di Kolmogorov

Kolmogorov ha inoltre determinato la grandezza di scala minima oltre la quale i vortici sono soggetti a dissipazione viscosa

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}$$

Microscala di Kolmogorov

Dall'equazione per l'energia cinetica è possibile definire due parametri che sono alla base dei criteri che definiscono la stabilità della massa di fluido.

Riscrivendo infatti l'equazione sotto le ipotesi di flusso omogeneo nel piano orizzontale e indipendente dagli assi x e y e omettendo il trasporto viscoso, risulta

$$\frac{dq^2}{dt} = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\rho_0} \overline{pw} + \overline{q^2 w} \right) - \overline{uw} \frac{dU}{dz} + g\alpha \overline{wT'} - \varepsilon$$

dove $q^2 = (\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2})/2$

Il primo termine al secondo membro rappresenta il trasporto di energia cinetica turbolenta a opera delle fluttuazioni di w.

Il secondo termine al secondo membro esprime la produzione di energia cinetica turbolenta per interazione degli stress di Reynolds e dello shear medio (termine quest'ultimo il più delle volte positivo).

Il termine $g\alpha \overline{wT'}$, che rappresenta infine la produzione di energia cinetica turbolenta tramite flussi di calore verticale, è a opera delle plume idrotermali. In ambiente instabile, come osservato in precedenza, il flusso di calore è verso l'alto ($\overline{wT'} > 0$) e la turbolenza è generata convettivamente (nel caso stabile la turbolenza è soppressa dalla stratificazione).

Il rapporto fra la distruzione di buoyant di energia cinetica turbolenta e il prodotto di shear è detto *flusso del numero di Richardson*

$$R_f = \frac{-g\alpha\overline{wT'}}{-\overline{uw}\left(\frac{dU}{dz}\right)} \quad \text{Flusso del numero di Richardson}$$

Essendo il prodotto di shear prevalentemente positivo - nella turbolenza anisotropa, che rappresenta la maggioranza dei casi, si è visto essere $\overline{u_i u_j} < 0$ - il segno di R_f dipenderà unicamente dal segno di $\overline{wT'}$: R_f sarà negativo in ambiente instabile, positivo in ambiente stabile e precisamente per $R_f > 1$ la turbolenza è rimossa dalla distruzione di buoyant a una velocità maggiore di quella alla quale è prodotta dal prodotto di shear [Kundu].

Il valor critico oltre il quale la turbolenza cessa di auto-supportarsi è minore dell'unità [Panofsky e Dutton, 1984] e risulta:

$$R_f \approx 0.25$$

Valori di $R_f \ll 0$ implicano la presenza di forte convezione e di una debole turbolenza meccanica.

Ai fini numerici assai più comodo risulta l'uso di un altro parametro detto *gradiente del numero di Richardson*

$$R_i = \frac{N^2}{(dU/dz)^2} = \frac{\alpha g (\overline{dT}/dz)}{(dU/dz)} \quad \text{Gradiente del numero di Richardson}$$

dove $N = \alpha g dT/dz$ è la frequenza di buoyancy.

I numeri di Richardson sono parametri che comparano l'importanza relativa di turbolenza convettiva e meccanica.

I.2 Flussi Idrotermali delle Dorsali Oceaniche

I flussi idrotermali sottomarini presenti a ridosso delle dorsali oceaniche in letteratura sono classificati in tre categorie: i Black Smokers - o fumarole nere - sono getti d'acqua surriscaldata con temperature che possono superare i 400°C. Si manifestano a ridosso delle dorsali oceaniche, dove le elevate profondità e le pressioni elevate non consentono la presenza di vapori: la temperatura dell'ambiente circostante prossima a 2°C provoca l'immediata precipitazione dei solfuri di ferro che conferiscono il colore nerastro alla fumarola; fumarole nere nel Pacifico hanno mostrato concentrazioni di zinco al 28%, ferro al 43% e rame al 6%; i White Smokers - o fumarole bianche - sono emissioni di acque a temperature comprese fra i 100 e i 300°C; sono povere di ferro e silice, mentre abbondano di solfuri di bario e calcio che conferiscono loro la colorazione biancastra.

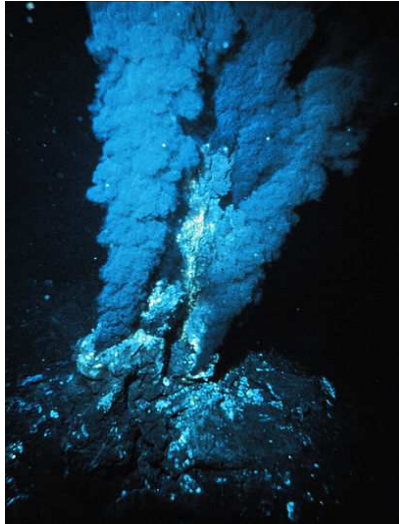


Fig. 1.6 Black Smoker della dorsale medio atlantica

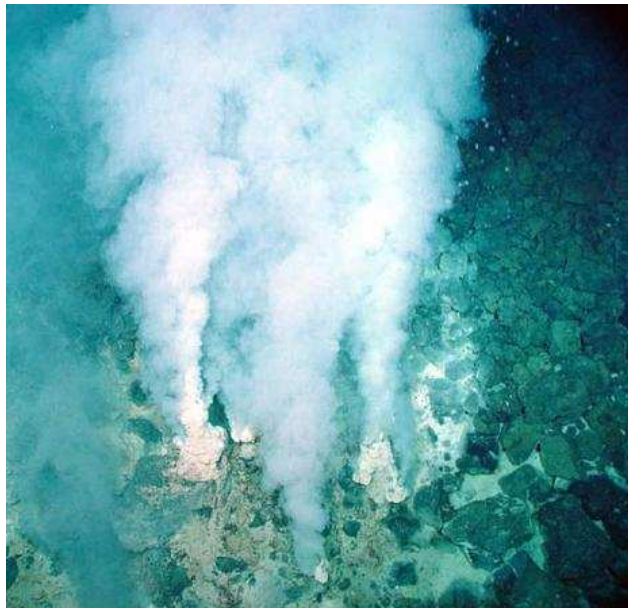


Fig. 1.7 White smoker della dorsale medio atlantica

Le fumarole di transizione infine mostrano caratteristiche intermedie fra le prime e le seconde; possono evolversi in fumarole nere qualora a seguito della deposizione dei solfuri e di altri materiali il condotto di risalita si isola dall'ambiente circostante, facendo sì che venga meno il raffreddamento dell'acqua che fuoriesce a temperatura maggiore determinando l'evoluzione della fumarola.

I.3 Flussi Idrotermali dell'Area Mediterranea

I fenomeni di idrotermalismo nel mar Tirreno e nel Mar Mediterraneo in generale sono la conseguenza della collisione della placca africana con quella continentale eurasiatica, con subduzione della parte oceanica della placca africana sotto il continente europeo. Gli elevati flussi di calore che si generano in conseguenza della subduzione danno origine a intensi sistemi di convezione idrotermale.

La subduzione della placca africana al di sotto della crosta continentale eurasiatica è la responsabile della formazione della Dorsale Mediterranea, così come degli archi vulcanici attivi dell'Egeo e del Tirreno. La convergenza delle placche africana ed eurasiatica in corrispondenza della fossa ellenica che si estende dalla Grecia occidentale alla Turchia ha dato origine a una complessa tettonica nel Mediterraneo con la formazione di un certo numero di microplacche. A sud della fossa ellenica giace la dorsale mediterranea.

Gli elevati flussi di calore che hanno luogo in corrispondenza della dorsale hanno dato origine nel Mediterraneo a intensi sistemi di convezione idrotermale principalmente in acque basse (<200m) ed è per questo che la maggior parte dei flussi idrotermali che si manifestano nel bacino tirrenico e in quello egeo sono di tipo gasidrotermali: valori della pressione idrostatica non elevati a profondità ridotte consentono la presenza di gas e vapori all'interno del flusso.

Il gas prevalente, la cui concentrazione varia in funzione del sito, è il diossido di carbonio, con quantità considerevoli di diossido di zolfo e acido solfidrico.

Le aree idrotermali più attive sono quella del Tirreno centrale e del mar Egeo. Nel mar Tirreno le zone caratterizzate da fenomeni di idrotermalismo appartengono all'arco eolico con le isole di Vulcano, Panarea e aree limitrofe, Capo Palinuro e la Baia di Napoli. Le massime temperature riscontrate nei camini sono state 103°C a Vulcano, 53°C a Panarea e 24°C nella Grotta Azzurra a Capo Palinuro.

Il 3 novembre del 2002 un intenso fenomeno di degasamento è cominciato a 3Km a est dell'isola di Panarea, in un'area circondata dagli isolotti di Panarelli, Lisca Bianca, Bottaro, Lisca Nera e Dattilo, a una profondità compresa fra 2 e 30m sotto il livello del mare; l'episodio ha aperto un periodo caratterizzato da ripetuti fenomeni di fuoriuscita di gas dal fondo sottomarino e durato fino a tutto il 2003. L'episodio di degasamento si è manifestato in concomitanza di un evento sismico di lieve entità avvenuto fra il 2 e il 3 novembre e in seguito a un terremoto di magnitudo 5.6 verificatosi nel Tirreno meridionale il 6 settembre e a una forte eruzione dell'Etna avvenuta il 27 ottobre; l'episodio ha inoltre preceduto l'eruzione del 28 dicembre a Stromboli (A. Esposito, G. Giordano e M. Anzidei).

La temperatura media dell'acqua di mare misurata con una telecamera termica è stata stimata attorno ai 22-23°C, mentre misure dirette in situ hanno rilevato valori fino a 50°C; nell'aprile del 2003 al camino noto come Fumo Nero la temperatura dell'acqua misurata raggiungeva valori di 110°C.

Nell'intero arco temporale di osservazione iniziato a decorrere dal primo episodio di degasamento sono stati identificati 21 centri attivi di emissione, i cui orifizi avevano dimensioni variabili da qualche decimetro ad alcune decine di metri di ampiezza. Le aree nell'intorno dei siti di emissione erano ricoperte da una polvere bianca composta da solfuri precipitati.

Le quantità di gas emesse sono state stimate attorno ad alcuni milioni di metri cubi al giorno.



Fig. 1.8 Immagine relativa all'episodio di degasamento del 2002 a Panarea

Capitolo II

Metodi di Localizzazione e Analisi

Fatta eccezione per le osservazioni in situ tramite ROV o sommozzatori, in letteratura sono tre le metodologie maggiormente utilizzate per lo studio e l'osservazione dei fenomeni idrotermali sottomarini: metodi che utilizzano il calcolo dei parametri di stabilità della colonna d'acqua, metodi di ascolto passivo e metodi di Imaging Acustico.

II.1 Metodi del calcolo della stabilità della colonna d'acqua

Un fluido che fuoriesca da un punto sorgente e si immetta in un altro fluido a densità maggiore tende a risalire la colonna d'acqua sovrastante e, soggetto a gravità, dà origine a un flusso di tipo turbolento detto "plume di buoyancy".

I flussi idrotermali che fuoriescono dagli orifizi dei camini del bottom oceanico per le loro caratteristiche fisiche possono essere considerati delle plume di buoyancy.

Veirs et al. [Veirs S.R., E. McDuff, M.D. Lilley e J.R. Delaney, 1999] hanno proposto un metodo basato sulla stabilità del fluido per detectare flussi idrotermali di buoyancy e localizzare gli orifizi da cui fuoriescono. Il metodo è stato applicato ai dati collezionati nell'ambito della campagna di misura *Mixing Zephyrs* a ridosso della dorsale di Juan de Fuca; durante l'esperimento tramite un CTDT (strumento per misure di conducibilità, temperatura, profondità e trasmissività della luce) si è proceduto a collezionare dati sia a nave ferma che in navigazione a 0.5m/sec.

Le anomalie di temperatura che hanno luogo a ridosso di una plume idrotermale sono intense solo in prossimità dell'orifizio del camino dal quale fuoriesce il flusso e hanno breve durata. Già a 10 metri di distanza dall'orifizio e dopo circa 30 sec dal rilascio del fluido, il mixing turbolento con l'acqua fredda dell'ambiente circostante fa sì che le anomalie termiche diventino di lieve entità e siano pertanto poco detectabili da tecniche idrografiche. La salinità s e la temperatura potenziale θ che al contrario sono dei buoni traccianti conservativi di un flusso idrotermale perché entrambi rimangono detectabili anche quando sono distanti dalla sorgente che li ha generati, hanno il difetto di creare ambiguità riguardo alla loro origine. Il vantaggio dell'utilizzo del calcolo dei parametri di stabilità nella stima della prossimità a un camino è che la maggior parte delle sorgenti idrotermali producono plume di buoyancy che influenzano la struttura di densità dello strato basso della colonna d'acqua. Sia che il flusso fuoriesca da orifizi di diametro ridotto e ad elevate temperature e velocità che a basse temperature percolando attraverso un'area estesa, esso può essere modellizzato come un

flusso turbolento. Il parametro che stabilisce se una plume idrotermale turbolenta sia del primo o del secondo tipo è il numero adimensionale di McDuff

$$n_{McDuff} = \frac{B^{1/2}}{AN^{3/2}}$$

in cui B è il flusso di buoyancy e rappresenta la forza della sorgente, N è la frequenza di buoyancy indice del livello di stratificazione dell'ambiente e A è l'area della sezione trasversale della sorgente idrotermale. Se $\Delta\rho$ è il contrasto di densità fra il fluido che fuoriesce dall'orifizio del camino e il fluido dell'ambiente in cui esso si immette, g l'accelerazione di gravità e w la componente lungo z del moto con cui è animato il fluido

$$B = \frac{\Delta\rho}{\rho} gAw \qquad N = \left(\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \right)^{1/2}$$

Plume idrotermali che risalgono la colonna d'acqua che sovrasta il camino creano un'inversione di densità. Una misura del gradiente verticale di densità è il parametro di stabilità [Pond e Pickard, 1983] E; se ρ_2 è la densità dell'ambiente circostante e ρ' la densità del fluido idrotermale

$$E \approx -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_2}{\partial z}$$

dove $\sigma_2 = \rho_2 - \rho'$. E per un flusso idrotermale è stato calcolato a partire dai dati raccolti durante la campagna di misure Mixing Zephyrys; Middleton e Thomson hanno dimostrato che il tempo

caratteristico τ necessario perché una plume si equilibri dipende principalmente dalla frequenza di buoyancy N :

$$\tau \approx \pi N^{-1}$$

Misure di N a ridosso della dorsale di Juan de Fuca nel range di profondità 1800-2300m – quote attraverso cui le plume risalgono – hanno evidenziato valori medi di $0.002 s^{-1}$. Per tale valore di N il tempo caratteristico affinché la plume si equilibri è circa 1500sec (circa 1/2h). Il che implica che la massima distanza radiale X dalla sorgente fino all'ultima instabilità di un certo rilievo dovrebbe essere circa pari alla massima velocità della corrente osservata U per il tempo caratteristico τ .

$$X \approx U\tau$$

Considerando che nel corso dell'esperimento la U_{max} misurata al correntometro più distante era circa 67cm/sec, il valore corrispondente di X è risultato essere pari circa a 1000m. Supponendo ora che la U misurata sia la U massima non nell'intero periodo di osservazione, ma nell'intervallo temporale $(t-\tau, t)$ – dove t rappresenta il tempo a cui una instabilità è osservata – allora per la maggior parte delle instabilità risulta $X < 500m$. Ipotizzando U uniforme nel piano orizzontale per fissati valori di z Middleton [1986] ha derivato la quota del centro di una plume come funzione della distanza radiale X dalla sorgente:

$$Z = \alpha^{-1} \left\{ -b_0 + \left[b_0^3 + 3\alpha(UN)^{-1}(M^2 + B^2N^{-2})^{1/2}(\cos \delta - \cos(NXU^{-1} + \delta)) \right]^{1/3} \right\}$$

in cui α è il coefficiente di penetrazione, b_0 il raggio della sorgente, M il flusso di momento dalla sorgente e $\delta = \tan^{-1}(NMB^{-1})$.

Poiché la traiettoria di una plume dipende dalle caratteristiche della sorgente, la distanza a cui il flusso raggiunge l'equilibrio dipende più fortemente da U , α e N piuttosto che da b_0 , B o M . Risolvendo algebricamente la I - 6

$$X = \frac{U}{N} \left[-\delta + \cos^{-1} \left(\cos \delta - \frac{UN[(Z\alpha + b_0)^3 - b_0^3]}{3\alpha(M^2 + B^2N^{-2})^{1/2}} \right) \right]$$

Per cui utilizzando la velocità U e la quota z di una instabilità è stata derivata la sua distanza radiale dalla sorgente.

L'attinenza a una sorgente viene poi stimata calcolando, a partire dalle serie temporali del vettore corrente, la sequenza degli spostamenti che si sarebbero verificati nel tempo $(t-\tau, t)$; per cui invertendo gli spostamenti si riesce a risalire alla traiettoria percorsa dalle particelle della plume. L'intersezione di questa traiettoria con un cerchio di raggio X è indice dell'attinenza a una sorgente.

II.2 Metodi di Ascolto Passivo

Nonostante la caratteristica fortemente turbolenta dei flussi di tipo idrotermale - le velocità possono superare 1m/s - essi hanno dimostrato di essere prevalentemente silenziosi. Ciò spiega il fatto

che in letteratura esistono pochi esempi di studi rivolti alle metodologie di ascolto passivo dei flussi di tipo idrotermale.

Un articolo pubblicato da Crone et al. nel 2006 [Crone T.J., W.S.D. Wilcock, A.H. Barclay e J.D. Parsons] è frutto di due campagne di misura condotte rispettivamente nel 2004 e nel 2005 a ridosso dei camini idrotermali Sully e Puffer situati presso la dorsale medio oceanica di Juan de Fuca, nord-est Pacifico, ha tuttavia evidenziato quanto questo tipo di flussi possano irradiare energia acustica anche in quantità significanti. Utilizzando un sistema idrofonico digitale equipaggiato con un elemento piezoceramico Benthos AQ2000 si è proceduto alla registrazione continua di 45 ore di emissione acustica – con frequenza di campionamento di 1000 Hz – per il camino Sully e 136 ore – con frequenza di campionamento di 1920 Hz – per il camino Puffer. Gli spettri in potenza dei segnali registrati hanno evidenziato quanto entrambi i camini emettano energia acustica a tutte le frequenze dello spettro fino alla frequenza di taglio (500Hz) del filtro anti-aliasing. Entrambi i camini hanno mostrato di generare segnali acustici a larga banda con livelli di potenza 10-30dB superiori al livello del rumore ambiente e numerosi toni a banda stretta concentrati nel range di frequenza dello spettro fra 10 e 250 Hz con livelli di potenza 10-20dB al di sopra del rumore caratteristico dell'area circostante.

La presenza di componenti a larga banda oltre che a banda stretta all'interno dei segnali acustici indica la molteplicità dei meccanismi che operano all'interno di un flusso idrotermale. Potenziali sorgenti a larga banda potrebbero includere cavitazione, flussi turbolenti, fuoriuscita di flusso dal camino e cambiamenti di volume associati al raffreddamento del flusso idrotermale.

I fenomeni di cavitazione costituiscono delle sorgenti monopolo di energia acustica; il percorso di radiazione in campo vicino – e cioè

entro una distanza dalla sorgente pari a una lunghezza d'onda - corrisponde a quello generato da una sfera vibrante nel suo primo modo, la cui ampiezza del campo di pressione da essa generato decade come $1/r$ - dove r è la distanza dalla sorgente. Fenomeni di tal tipo possono essere sorgenti significanti di emissione del suono qualora si verificano, ma le curve relative ai segnali registrati ai flussi idrotermali dei camini Sully e Puffer mancavano della caratteristica bifasica - espansione e contrazione - tipica dei meccanismi di cavitazione.

Le fluttuazioni dovute agli stress di shear che si manifestano all'interno di flussi turbolenti in fluidi a densità omogenea costituiscono delle sorgenti di emissione di energia acustica assimilabili a quadripoli: il percorso di radiazione in campo vicino corrisponde a quello generato da una sfera vibrante nel suo terzo modo - distorsione ellissoidica - la cui ampiezza del campo di pressione da essa generato decade come $1/r^3$. Se D è il diametro dell'orifizio, ρ la densità del fluido e U la sua velocità, lo scarto quadratico medio delle fluttuazioni di pressione sarà dato da

$$P = 10^{-2} \rho U^2 (D/r)^3$$

Supponendo $\rho = 625 \text{ Kg} / \text{m}^3$, $U = 1 \text{ m/s}$, $D = 0.05 \text{ m}$ e $r = 0.5 \text{ m}$ è stato dedotto che le fluttuazioni di pressione associate al flusso turbolento sarebbero state $\approx 6 \times 10^{-3} \text{ Pa}$. Livelli di pressione di tale entità risultavano di gran lunga inferiori a quelle misurate in prossimità di Sully e Puffer e questo escludeva le fluttuazioni turbolente in fluidi omogenei come probabili meccanismi di generazione di energia acustica di ciascuna delle radiazioni acustiche registrate.

Dopo un'analisi attenta e approfondita dei dati relativi alle registrazioni è stato però possibile isolare quattro probabili sorgenti responsabili delle emissioni acustiche a ridosso dei camini Sully e Puffer.

Flussi in fluidi turbolenti contenenti densità eterogenee o campi comprimibili possono generare emissioni acustiche molto più intense rispetto a flussi turbolenti in fluidi omogenei. Regioni del fluido a differenti densità o compressibilità possono interagire con le variazioni di pressione idrodinamica generando campi di pressione paragonabili a quelli generati da un dipolo acustico – il campo di radiazione generato da un dipolo corrisponde a quello generato da due monopoli vicini che oscillino in opposizione di fase; l'ampiezza di un campo di tal tipo decade come $1/r^2$, dove r è la distanza dalla sorgente – e con lunghezze d'onda molto maggiori rispetto alla scala di lunghezza della eterogeneità. Perturbazioni del campo indotte da meccanismi sorgente di tal tipo possono raggiungere valori di ~ 2.4 Pa, paragonabili ai valori di pressione registrati a ridosso dei camini Sully e Puffer. Ciò ha suggerito che la caratteristica di eterogeneità dei flussi idrotermali può essere uno dei meccanismi chiave nella generazione di energia acustica per tale tipo di flussi.

Le variazioni del flusso di massa all'orifizio del camino indotte dal flusso pulsante possono produrre poi radiazioni assimilabili a quelle prodotte da una sorgente acustica monopolo, le cui perturbazioni di pressione associate sono approssimabili con:

$$P \approx \frac{3\pi D P_p}{16r}$$

dove P_p è lo scarto quadratico medio della fluttuazione di pressione associata al flusso pulsante. Ipotizzando P_p sia pari al 10% della pressione media totale che può essere approssimata con ρU^2 , e ipotizzando ancora $\rho = 625 \text{ Kg/m}^3$, $U=1\text{m/s}$ e $r=0.5\text{m}$ è stato ricavato un valore dell'ampiezza della pressione associata al flusso pulsante pari a circa 3.7 Pa, valore nettamente superiore al rumore ambientale e simile a quello misurato in prossimità di entrambi i camini idrotermali, cosa che ha fatto dedurre che il flusso pulsante può avere contribuito in modo determinante al segnale acustico registrato in prossimità di Sully e Puffer.

Ancora l'interazione non costante del flusso del fluido che risale dal condotto con le pareti interne del camino può generare forze fluttuanti che agendo all'interfaccia fluido-solido possono provocare la vibrazione della struttura e generare radiazioni acustiche da dipolo. Benché non sia stato possibile approssimare l'ampiezza delle fluttuazioni di pressione indotte da meccanismi di tal tipo, è stato logico dedurre che esse dipendono strettamente dal flusso del fluido, la cui interazione col solido aumenta all'aumentare della rugosità e della tortuosità del condotto. Considerando le velocità elevate del flusso misurate per Sully e Puffer e considerando che i camini idrotermali sono di frequente rugosi e tortuosi, questo è stato individuato come altro meccanismo di generazione di radiazioni acustiche per i dati registrati a Sully e Puffer.

Un altro potenziale meccanismo di generazione di fluttuazioni di pressione è stato infine identificato nelle variazioni di volume del fluido idrotermale indotte dal mescolamento del fluido stesso con l'acqua di mare in cui esso si immette all'uscita dall'orifizio del camino: il brusco calo di temperatura che subisce il fluido idrotermale mescolandosi con le acque circostanti fredde provoca un

forte decremento del suo volume che produce una radiazione acustica di tipo monopolo la cui sorgente è posizionata a breve distanza dall'orifizio del camino. Quali possano essere i valori del campo di pressione indotti da meccanismi di generazione di tal tipo non è stato investigato, tuttavia considerando la grossa differenza di densità fra i fluidi idrotermali caldi e freddi è possibile che meccanismi di tal tipo costituiscano sorgenti di significativa entità.

In definitiva sono stati individuati quattro potenziali meccanismi di sorgenti che possono generare segnali acustici a larga banda, ciascuno dei quali ha differenti caratteristiche e dislocazione all'interno o in prossimità del camino.

Le potenziali sorgenti a banda stretta sono invece da farsi risalire ai modi innescati da flussi non costanti all'interfaccia con le pareti dei camini di risalita dei flussi idrotermali; le caratteristiche e le frequenze di oscillazione variano in relazione alla tipologia di struttura del camino e al tipo di flusso che agisce alle sue pareti o, a parità di tipologia, in relazione alla morfologia del condotto di risalita, tanto che ogni camino manifesta caratteristiche sue proprie in frequenza.

Nell'ambito di un altro studio condotto da Dziak et al. nel 2010 [R.P. Dziak, E.T. Baker, A.M. Shaw, D.R. Bohnenstiehl, W. W. Chadwick Jr., J.H. Haxel, H. Matsumoto, S. L. Walzer] a ridosso del vulcano sottomarino NW Rota-1 – arco delle Marianne, oceano Pacifico occidentale – per la prima volta viene fatto uso di metodologie di ascolto passivo per effettuare un monitoraggio a lungo termine della variazione di flusso di anidride carbonica (CO₂) da un vulcano sottomarino in eruzione e quantificare al contempo le quantità di gas emesse. Dal febbraio 2008 al febbraio 2009 si è proceduto a continue registrazioni idroacustiche tramite un idrofono posizionato a 150

metri dalla bocca di NW Rota1 e a 100 metri dal fondo oceanico. A partire dalle registrazioni acustiche delle esplosioni è stato possibile calcolare il flusso totale di gas in uscita dal camino del vulcano.

I segnali registrati all'idrofono e amplificati sono stati trattati con un filtro passa-basso anti-alias con frequenza di taglio a 250Hz. I livelli di pressione relativi ai segnali acustici registrati sono stati derivati dall'equazione del sonar:

$$SL = RL + TL - IR$$

Dove RL rappresenta il segnale acustico registrato all'idrofono espresso in decibel e riferito a 1μPa, IR la risposta dipendente dalla frequenza dello strumento di misura - sensibilità idrofonica pari a -194dB re 1V/Pa e guadagno dell'amplificatore - e TL le perdite nel percorso di propagazione del segnale.

Per le caratteristiche sia eruttive che geo-morfologiche il vulcano NW Rota1 può essere classificato come vulcano di tipo stromboliano sottomarino, per il quale il rapido rilascio di gas pressurizzato alla fuoriuscita del condotto ne costituisce la sorgente primaria di radiazione acustica.

Poiché le sorgenti acustiche di tipo stromboliano possono essere approssimate con sorgenti acustiche puntiformi - esiste solo punto di fuoriuscita del gas -, poiché la bocca del condotto è di diametro di gran lunga inferiore rispetto alle lunghezze d'onda dei segnali emessi dalla fuoriuscita dei gas e poiché infine la modalità di generazione dei segnali è di tipo esplosivo, è stato possibile approssimare il vulcano NW Rota1 con una sorgente acustica di tipo monopolo in un mezzo omogeneo in cui le onde elastiche di

pressione si propagano secondo l'equazione dell'onda di D'Alambert:

$$\frac{\partial^2 \Delta P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\Delta P)}{\partial t^2}$$

per cui la perturbazione del campo di pressione legata all'onda si propaga nel mezzo con velocità c in modo tale che la propria ampiezza nello spazio è funzione del tempo, mentre in ogni istante in ciascun punto dipende dalle coordinate geometriche del punto stesso. Poiché la forza f per unità di volume in una data direzione è opposta alla rapidità di variazione della pressione nella medesima direzione

$$f_x = -\frac{\partial \Delta p}{\partial x}; \quad f_y = -\frac{\partial \Delta p}{\partial y}; \quad f_z = -\frac{\partial \Delta p}{\partial z}$$

da cui segue

$$-\left(\frac{\partial f_x}{\partial x} + \frac{\partial f_y}{\partial y} + \frac{\partial f_z}{\partial z}\right) = \left(\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial z^2}\right) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\Delta P)}{\partial t^2}$$

Vista l'approssimazione di sorgente con una sorgente acustica puntiforme, il campo di pressione da essa generato sarà di tipo sferico, e una soluzione dell'equazione delle onde di D'Alambert può essere scritta come

$$\Delta P = \frac{-f(t - r/c)}{2\pi r}$$

dove r rappresenta la distanza dalla sorgente.

Data una sorgente acustica semplice, la funzione forza è pari alla velocità di scambio del flusso di massa in uscita dalla sorgente. Ne segue che le perturbazioni del campo di pressione ΔP a distanza r dalla sorgente possono essere scritte come:

$$\Delta P = \frac{1}{2\pi r} \left(\frac{dq(t - r/c)}{dt} \right)$$

dove $q(t-r/c)$ è il flusso di massa, c la velocità di propagazione del suono all'interno della colonna d'acqua e il termine $2\pi r$ tiene conto della propagazione dell'onda di pressione nel semispazio sferico. Supponendo ora che la sorgente acustica sia puntiforme e con posizione fissa alla bocca del camino e che le variazioni di pressione siano sufficientemente piccole da far sì che possa esistere una relazione lineare fra le variazioni di pressione, le velocità delle particelle di fluido e i loro spostamenti, allora dalle registrazioni delle variazioni di pressione il corrispondente flusso di massa per una sorgente di durata τ è dato da:

$$q(t) = 2\pi r \int_0^{\tau} \Delta P(t + r/c) dt$$

da cui il flusso di massa cumulativa $M(t)$ emesso dalla bocca di una sorgente di durata τ risulta essere l'integrale temporale del flusso di massa:

$$M(t) = \int_0^{\tau} 2\pi r \left[\int_0^{\tau} \Delta P(t + r/c) dt \right] d\tau$$

Nel calcolo del flusso di massa cumulativa sono state considerate solo le registrazioni i cui valori del campo di pressione eccedevano in ampiezza valori di 1Pa e la cui durata era compresa fra 150 e 2000ms.

Poiché la fuoriuscita continua di gas dal condotto è stato costantemente turbolento ciò ha fatto sì che venissero prodotte continuamente onde acustiche, e ciò ha comportato il fatto che il calcolo del flusso di massa cumulativa sia stato adeguatamente calcolato; tuttavia lo stesso non è stato per quanto attiene al contributo delle basse frequenze, poiché esse sono da attribuirsi a flussi di gas laminari in uscita dal camino che teoricamente non dovrebbero produrre radiazioni acustiche.

II.3 Metodi di Imaging Acustico

Sia i flussi idrotermali sottomarini a ridosso delle dorsali oceaniche che quelli gassosi tipici dell'area mediterranea caratterizzano la colonna d'acqua con una forte disomogeneità rispetto alle caratteristiche termiche e di densità mediamente isotropiche dell'area nella quale si manifestano.

Questa peculiarità fa sì che, fatta eccezione per le osservazioni in situ tramite ROV o sommozzatori, i metodi più efficaci per il

monitoraggio in loco e a medio-lungo termine siano quelli che misurano l'assorbimento o il backscatter della luce e del suono.

A causa delle portate ridotte raggiungibili dalla luce in ambiente marino, i metodi più diffusi in letteratura utilizzano il backscatter acustico - imaging acustico - per ricostruire l'immagine dei flussi idrotermali sottomarini e monitorarne così l'evoluzione.

In uno studio pubblicato nel 2004 Santilli et al. [Santilli K., K. Bernis, D. Silver, J. Dastur, e P. Rona, 2004] si pongono tuttavia come obiettivo quello di applicare modelli sofisticati di scattering e attenuazione della luce a dati acustici 3D. I dati utilizzati da Santilli sono dati acustici di una plume idrotermale collezionati attraverso sistemi sonar e ai quali vengono applicati modelli ottici per la ricostruzione dell'immagine.

Benché fra i meccanismi di backscattering rientrino le discontinuità di densità relative alla struttura turbolenta e le variazioni di temperatura all'interno della plume di buoyancy, l'assunzione fatta da Santilli è che il principale meccanismo di backscattering sia quello di Rayleigh - scattering prodotto da particelle costituenti il fluido le cui dimensioni sono piccole rispetto alla lunghezza d'onda utilizzata per insonificare la plume⁵ - . I dati acustici utilizzati sono quindi i coefficienti di backscattering di volume di Rayleigh e le immagini acustiche della plume sono ricavate dal backscatter di volume delle particelle di minerali metallici precipitate dalle soluzioni idrotermali ad elevata temperatura. Le particelle sono piccole rispetto alle lunghezze d'onda dei segnali utilizzati per insonificare la plume

⁵ Secondo Rayleigh l'intensità I della luce diffusa da un ambiente nel quale sono presenti particelle in concentrazione n dipende strettamente dal volume occupato

dalle particelle e dalla lunghezza d'onda λ della luce incidente: $I = kn \frac{V^2}{\lambda^4}$ dove

k è una costante dipendente dall'indice di diffusività delle particelle.

(200:330KHz) e se la loro concentrazione è abbastanza contenuta – non esistono scattering multipli – l'intensità del backscattering è direttamente proporzionale alla densità delle particelle sospese – concentrazione – e cioè è pari al prodotto del carico delle particelle per un coefficiente che dipende dalle proprietà meccaniche medie delle particelle stesse.

Il coefficiente di backscattering di volume è l'equivalente per il suono del coefficiente di estinzione per la luce – backscattering di Mie – ma il backscattering di Rayleigh e quello di Mie hanno una diversa dipendenza dalla lunghezza d'onda del segnale incidente sulla concentrazione di particelle e il loro raggio.

Per Mie, se $\lambda \ll r \Leftrightarrow kr \gg 1$, allora la sezione trasversale di estinzione σ è pari a circa il doppio della sezione trasversale delle particelle

$$\sigma_{Mie} = 2\pi r^2$$

Per Rayleigh invece, se $\lambda \gg r \Leftrightarrow kr \ll 1$ allora la sezione trasversale di backscattering dipende dalla potenza alla quarta del rapporto fra il raggio medio delle particelle e la lunghezza d'onda del segnale

$$\sigma_{Rayl} = r^2 \frac{25(kr)^4}{36}$$

Poiché il sonar utilizzato per la raccolta nell'ambito di questo studio lavorava a frequenze attorno ai 200KHz, si è stimato che il fattore di scala di estinzione \square , rapporto delle sezioni trasversali di estinzione di Mie e Rayleigh era circa

$$\lambda = \frac{\sigma_{Mie}}{\sigma_{Rayl}} \approx 1.79 \cdot 10^4 \div 5.72 \cdot 10^5$$

per valori di $r = 500 \div 1000 \mu m$.

Benché i dati sonar forniscano solo una misura del coefficiente di scattering di volume attraverso il volume di particelle, essi possono essere però utilizzati per correlare tale coefficiente con la concentrazione di particelle presenti nella plume e a partire da questa – e applicando le caratteristiche note dell’acqua di mare, delle particelle sospese e dei minerali disciolti nella plume – derivare le varie proprietà ottiche del volume di particelle.

Il calcolo del contributo della luce dipende pertanto sia dai dati acustici a disposizione che dalle proprietà ottiche dell'acqua di mare e delle particelle sospese nella plume: funzione di fase dello scattering – $P(\phi)$ è indice di quale sia la percentuale della luce incidente che sarà soggetta a scattering e la direzione lungo la quale ciò avrà luogo –, assorbimento cromatico – parametro che tiene conto dell’attenuazione che la luce subisce in acqua in dipendenza della sua lunghezza d’onda –, opacità.

L’intensità della luce ad ogni pixel sarà

$$L(\vec{w}) = T(0, \vec{w})L_{bg} + \int_0^{\vec{w}} T(\vec{s}, \vec{w})C(\vec{s}) \left[\int_{4\pi} P(\psi(\Omega))L_I(\vec{s}, \Omega)d\Omega \right] d\vec{s}$$

dove $T(\vec{s}, \vec{w})$ è l'attenuazione totale fra i punti \vec{s} e \vec{w} ; L_{bg} è l'intensità della luce di background; $C(\vec{s})$ è il colore riflettivo al punto \vec{s} ; $P(\psi(\Omega))$ è la funzione di fase dello scattering, espressa come funzione dell'angolo fra la luce incidente e il punto di vista $\psi(\Omega)$; $L_I(\vec{s}, \Omega)$ è la luce totale incidente al punto \vec{s} lungo la direzione Ω .

Nella fase di processing si calcolano tutti i contributi di luce a $L_I(\vec{s}, \Omega)$; per ciascuna luce i l'intensità al punto \vec{s} è data da

$$L_{I,i}(\vec{s}, \omega_{i,\vec{s}}) = L_i T(\vec{s}, l_i) + \int_{l_i}^{\vec{s}} T(\vec{s}', \vec{l}_i) \left[\int_{\theta} P(\phi) L_{I,i}(\vec{s}', \omega_{i,\vec{s}} + \delta(\phi)) d\phi \right] d\vec{s}'$$

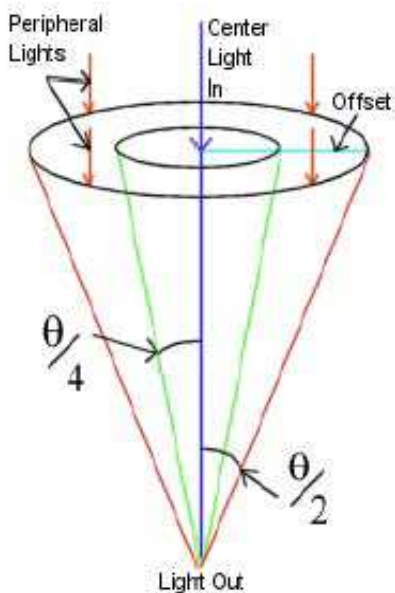
in cui l_i è la posizione della luce i e $\omega_{i,\vec{s}}$ è la direzione fra \vec{s} e l_i .

Nella II-22 il primo termine al secondo membro rappresenta la luce che raggiunge \vec{s} senza impedimento, mentre il secondo termine tiene conto della componente di scattering che è calcolata tenendo conto di una regione conica all'interno della quale è integrata la funzione di fase dello scattering e nella quale si considerano un singolo campione centrale e una serie di campioni periferici. Il campione centrale viene utilizzato per calcolare il contributo all'intensità della luce da parte della luce diretta e da parte di quella che è stata scatterata entro un angolo pari a $\theta/4$. I campioni periferici, mediati, vengono utilizzati per calcolare il contributo all'intensità della luce da parte della luce scatterata con un angolo compreso fra $\theta/4$ e $\theta/2$. Poiché l'intensità dello scattering è dunque calcolata per regioni piuttosto che per punti, la funzione di fase dello

scattering viene integrata su queste due regioni e le costanti che ne risultano vengono utilizzate nell'implementazione.

Da quanto enunciato si capisce bene che le tecniche ottiche assai più sofisticate di quelle acustiche consentono di tener conto degli effetti delle ombre e dello scattering. Le tecniche standard dell'imaging acustico di volume sono basate invece sulle soglie, producendo iso-superfici per le quali colore e opacità sono le soglie dirette.

La Fig. 2.1 mostra la differenza fra un'immagine acustica di una plume (a) e la corrispondente immagine ottica ricavata a partire dai dati acustici (b).



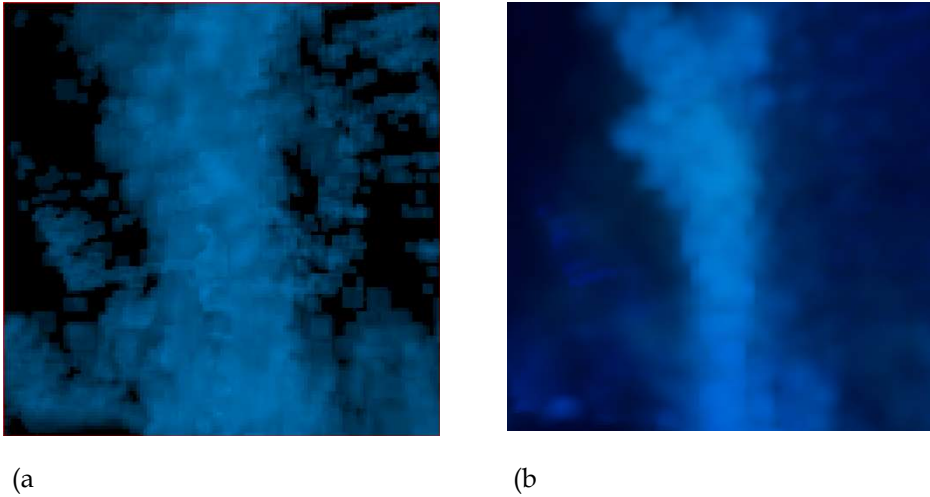


Fig. 2.1 Immagine acustica di una plume (a) e corrispondente immagine ottica ottenuta a partire da dati acustici (b)

Il lavoro di Santilli, così come altri più numerosi riguardanti tecniche di imaging acustico puro, si basa su dati acustici ottenuti tramite sistemi sonar per il monitoraggio e l'analisi di flussi idrotermali sottomarini a breve termine.

Nel 2009 l'OTIC (National Science Foundation Oceanographic Technology and Interdisciplinary Coordination) ha invece sviluppato all'osservatorio Neptune del Main Endeavour Field - a nord della dorsale di Juan de Fuca - un sistema sonar cablato per il monitoraggio a medio-lungo termine dei fenomeni di idrotermalismo [Rona P. e Karen Bemis, 2010]. Il sistema si pone come obiettivo quello di utilizzare metodi di imaging acustico per raccogliere serie temporali di misure relative a modifiche nella

geometria e nel rilascio di flusso di plume idrotermali di buoyant di camini idrotermali di fumarole nere. Il fatto che il sistema sia cablato fa sì ch'esso possa operare su un arco temporale che va dai mesi agli anni, aprendo prospettive nuove nella comprensione di come i flussi idrotermali rispondano a forzanti esterni come quelli geologici (attività tettonica e vulcanica).

Il sistema fornisce immagini 3D di plume di buoyant e i valori relativi alla velocità e al volume del flusso, nonché informazioni sulla distribuzione spaziale dei flussi diffusi.

Un fluido che fuoriesca da un punto sorgente e si immetta in un altro fluido caratterizzato da valori della densità ρ maggiori rispetto a quelli del flusso, risale la colonna di fluido sovrastante dando origine a una *plume di buoyancy*.

Un flusso che fuoriesca dall'orifizio di un camino idrotermale sottomarino dunque e si immetta in un ambiente oceanico a densità molto maggiori rispetto ad esso risale la colonna d'acqua sovrastante anche per alcune centinaia di metri sopra l'orifizio, fino a quando la plume buoyant raggiungerà profondità alle quali i valori propri di ρ saranno neutrali rispetto ai valori della densità circostante.

Il sistema COVIS è integrato inoltre con altri sensori per massimizzare il ritorno scientifico. L'obiettivo è quello di utilizzare i dati raccolti per determinare la variabilità dei flussi idrotermali (sia plume che flussi diffusi) e chiarire quale sia il link con campi di forze esterne – oceaniche e geologiche – su scale temporali che vanno dalle ore agli anni.

Osservazioni a lungo termine delle plume di buoyancy infatti possono evidenziare variazioni del flusso dovute a terremoti o al raffreddamento delle camere magmatiche del sub-bottom. I terremoti, provocando variazioni alla permeabilità del terreno, provocano cambi repentini nei percorsi di circolazione del flusso

idrotermale con conseguente variazione del volume di flusso, del flusso di calore, della temperatura, della composizione chimica, nonchè nella velocità di rilascio dei fluidi. Monitorando la variabilità dei rilasci idrotermali è dunque possibile detectare eventi sismici che perturbano il sistema [Wilcock e Fisher, 2004].

Il raffreddamento delle camere magmatiche presenti nel sub-bottom e responsabili del riscaldamento dei fluidi percolati in loro prossimità attraverso fessure del fondo oceanico, provoca invece un iniziale decremento e un successivo e graduale decremento del volume e del flusso di calore del flusso idrotermale.

Rona e Bemis utilizzano metodi basati sul backscatter acustico per ottenere immagini volumetriche delle plume idrotermali e metodi basati sull'effetto Doppler per calcolare la velocità di risalita turbolenta di una plume di buoyancy, per quanto attiene ai primi dieci metri di distanza dall'orifizio del camino, dove il mixing e le reazioni sono più dinamiche.

Il backscatter acustico di una plume idrotermale può essere attribuito allo scattering delle particelle di minerali metallici sospesi, alle fluttuazioni turbolente delle particelle o alle fluttuazioni turbolente di densità. Le immagini delle plume ottenute dai dati raccolti dal COVIS mostrano delle plume che si comportano come se lo scattering alla Rayleigh delle particelle precipitate fosse quello predominante. Le dimensioni delle particelle sono dunque piccole (μm) rispetto alla lunghezze d'onda - circa 1cm - delle frequenze acustiche utilizzate per illuminare le plume (200÷330 kHz) e se la loro concentrazione è abbastanza contenuta, allora l'intensità del backscatter è proporzionale alla concentrazione tramite un fattore che dipende dalle proprietà meccaniche delle particelle [Palmer, 1996; Palmer e Rona, 2005].

Già nel corso della precedente campagna di misure VIP- Vent Imaging and Processing - [Rona P.A., K.G. Bemis, C.D. Jones. Mitsuzawa e D. Silver, 2006] erano state ricostruite le immagini acustiche della plume di buoyancy in uscita dal camino Grotto utilizzando dati registrati nell'arco di 24h per determinare gli effetti del ciclo semi-diurno della marea sulla plume. Si è osservato che la massima curvatura della plume coincideva con massimi e minimi di marea e che l'espansione della plume in altezza era inversamente proporzionale alla curvatura, evidenziando una relazione diretta col forzante mareale (Fig. 2.2)

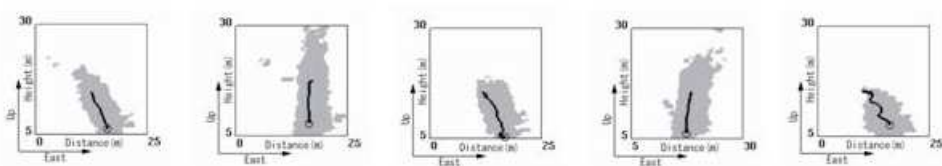


Fig. 2.2 Immagini acustiche relative a 24h di osservazione del camino Grotto

Erano inoltre stati sviluppati algoritmi basati sull'effetto Doppler per misurare la componente lungo z della velocità della plume; poiché un sistema sonar è in grado di valutare la velocità esclusivamente lungo la direzione del punto di vista, tramite una correzione geometrica era stata ottenuta la componente verticale di \vec{v} , ritenendo valida l'assunzione secondo la quale la velocità netta è quella verticale. Le misure fatte alla plume Grotto hanno mostrato picchi di velocità di 30-40 cm/sec a 30 metri di distanza dall'orifizio e flussi di volume di $5.5 m^3 / sec$ a 16 metri dal camino.

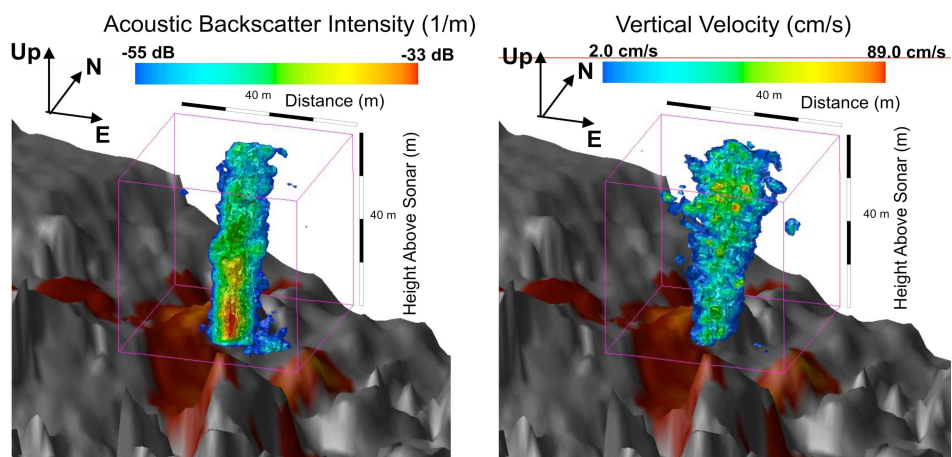


Fig. 2.3 Immagine acustica e velocità di una plume in uscita dal camino Grotto

Per detectare e mappare i flussi diffusi è stato poi sviluppato il metodo AST – Acoustic Scintillation Termography – che utilizza la correlazione della fase coerente del backscatter acustico di acquisizioni temporali successive per individuare variazioni nell'indice di rifrazione in prossimità del fondo. A causa delle variazioni di temperatura indotte dal mixing turbolento l'indice di rifrazione subisce variazioni temporali che provocano a loro volta variazioni nel tempo di viaggio di un raggio acustico che si propaghi dal trasduttore acustico al fondo attraverso il flusso diffuso; il raggio, scatterato dal flusso diffuso, fa sì che il fondo appaia luccicante. Ipotizzando infatti che il volume di flusso turbolento diffuso sia prossimo al fondo, l'intensità della correlazione è una misura delle

fluttuazioni di temperatura e velocità, fornendo uno strumento valido per detectare flussi diffusi.

La strumentazione acustica utilizzata dunque è stata in grado di fornire immagini acustiche di varie tipologie di flussi idrotermali – dai flussi diffusi alle plume di buoyancy – e i valori di velocità del flusso utilizzando il metodo Doppler.

Il sonar utilizzato è costituito da un'unità ricevente a 400kHz che fornisce 256 lobi dell'apertura di 0.5° nel piano orizzontale e da un'unità trasmittente con un fascio dell'apertura di 128° in orizzontale e 1° nel piano verticale, per un totale di 256 lobi con risoluzione $0.5^\circ \times 1^\circ$.

Il COVIS è inoltre equipaggiato con un'unità ricevente a 200kHz che fornisce 128 lobi dell'apertura di 1° in orizzontale, ma con una parte trasmittente che ha un'apertura dei lobi in verticale di 2° , che fornisce pertanto poca risoluzione.

Un secondo proiettore poi con un fascio dell'apertura di 128° in orizzontale e 28° in verticale viene utilizzato per la visualizzazione dei flussi diffusi. Per entrambi i proiettori i lobi secondari sono 20dB al disotto del lobo principale.

Il COVIS, installato a 20 metri di distanza dalla plume idrotermale, è montato su una base a tre piedi di 5 metri d'altezza, con una torre centrale alla cui estremità è installato un sistema rotante a 3° di libertà.

Capitolo II
Metodi di Localizzazione e Analisi

Capitolo III

Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.

III.1 L'Imaging Acustico

L'Imaging acustico consente la ricostruzione di immagini 3D tramite sezioni adiacenti, spazialmente separate di un range dipendente dalla forma d'onda trasmessa.

La presenza di una discontinuità all'interno della colonna d'acqua di un ambiente marino costituisce un ostacolo al percorso di propagazione di un'onda di pressione – onda acustica – che si propaghi in quella direzione.

Parte dell'energia acustica incidente, la cui percentuale dipende dalla differenza di impedenza acustica ρc ⁶ fra il mezzo di propagazione e la disomogeneità, viene riflessa dall'ostacolo in una modalità dipendente dalla forma e dalla tipologia dell'ostacolo.

⁶ L'impedenza acustica di un mezzo in cui si propaghi un'onda di pressione è il prodotto della densità ρ del materiale costituente il mezzo per la velocità di propagazione e dell'onda di pressione.

Indirizzando opportunamente l'energia acustica incidente attraverso l'utilizzo di metodologie note come processi di beam forming applicati ad array di generatori di onde acustiche - proiettori acustici - è possibile, a partire dai segnali riflessi dall'ostacolo e captati da array di sensori riceventi - idrofoni -, ricostruire l'immagine acustica dell'oggetto.

Un flusso idrotermale sottomarino, sia che appartenga alla tipologia ferrosa e ad elevate temperature delle dorsali oceaniche che a quella gassosa di shallow water dei bacini del Mediterraneo, costituisce una forte discontinuità nella colonna d'acqua per un'onda di pressione che, propagandosi in quella direzione, incida su di esso.

Obiettivo di questo lavoro di tesi è stato quello di definire delle Tecniche di Beam Forming per Imaging Acustico rivolte alla ricostruzione dell'Immagine acustica di un flusso idrotermale sottomarino.

Benché i sistemi ottici possano raggiungere visibilità che toccano anche i 30-60 metri in acque molto limpide, essi raggiungono portate massime di 6-15 metri in acque oceaniche profonde - prevalentemente molto torbide -, ridotte a 1-6 metri in acque prossime alla costa e a 0-1 metro all'interno di porti, estuari e in generale in aree ove l'attività dell'uomo disturbi l'ambiente.

Poiché l'energia acustica - onde di compressione e rarefazione del mezzo - penetra più facilmente attraverso fanghi e in generale attraverso acque poco penetrabili dai sistemi ottici, la visibilità raggiungibile dai sistemi acustici è di gran lunga maggiore rispetto a quella dei sistemi ottici. Ciò accade sia poiché le lunghezze d'onda utili all'imaging acustico sono notevolmente maggiori rispetto a quelle ottiche - pertanto la visibilità è notevolmente maggiore - sia perché a parità di lunghezze d'onda utilizzate dalle due tipologie di sistemi, il coefficiente di assorbimento della radiazione

elettromagnetica in acqua è di gran lunga superiore al coefficiente di assorbimento della radiazione acustica.

Benché i sistemi per imaging acustico siano dei sistemi sonar a tutti gli effetti, essi si distinguono da altre tipologie di sistemi sonar per la maggiore risoluzione che forniscono – ovviamente a discapito della visibilità – e per l'obiettivo differente cui mirano. Mentre lo scopo di un sistema sonar comune è quello di individuare dove ci sia qualcosa, lo scopo dei sistemi per imaging acustico è quello di comprendere quale sia la tipologia di oggetto e ricostruirne l'immagine.

I valori caratteristici dei parametri dell'imaging acustico prevedono frequenze operative che vanno dai 100kHz ai 2MHz, lunghezze d'onda da 0.075cm a 1.5 cm, risoluzione in angolo fra 0.1° e 2° e distanze fra 1m e 100m

III.2 Antenne Acustiche e Beam Forming

I sistemi per Imaging Acustico sono antenne acustiche ad alta risoluzione.

Le antenne acustiche sfruttano il fenomeno della piezoelettricità: fenomeno per cui alcuni corpi cristallini detti cristalli piezoelettrici come il titanato o lo zirconato di bario fra i più comuni, si polarizzano elettricamente in conseguenza di una deformazione meccanica di natura elastica – effetto piezoelettrico diretto – e viceversa si deformano elasticamente se sottoposti all'azione di un campo elettrico – effetto piezoelettrico inverso –.

Poiché l'effetto avviene con un ritardo estremamente esiguo tali cristalli sono utilizzati come trasduttori elettromeccanici ed elettroacustici ad alta fedeltà per la generazione e la ricezione di oscillazioni ultrasonore e pertanto si comportano come elementi vibranti in grado di trasferire nel mezzo in cui operano onde acustiche di compressione e dilatazione.

Un elemento piezoceramico vibrante unico ha un diagramma di radiazione fisso nello spazio pertinente alla sua forma e coincidente con un solido, generalmente di rotazione, di forma particolare noto come Lobo Principale di Radiazione.

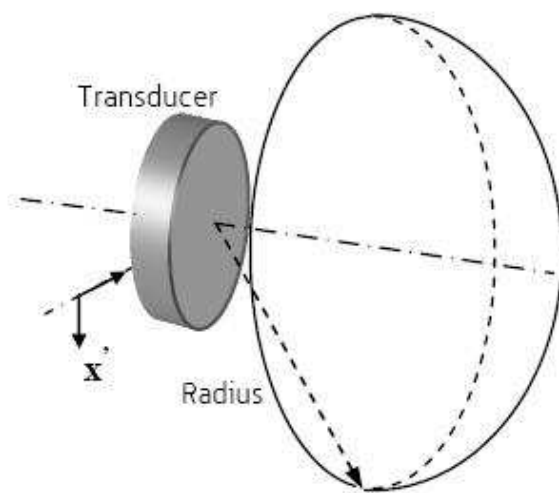


Fig. 3.1 Distribuzione spaziale dell'energia
acustica generata da un trasduttore

La funzione che, date le caratteristiche geometriche del trasduttore e nota la banda di frequenza in cui esso opera, stabilisce quale sia la regione dello spazio in cui viene distribuita l'energia acustica, è la *Funzione di Direttività*.

Se un trasduttore elettroacustico piano di dimensioni $m \times l$ immette nel mezzo di propagazione un campo di pressione P , nel punto di coordinate radiali (r, ϑ, φ) il valore del campo di pressione da esso generato dipenderà dalla distanza r dal trasduttore e da una funzione F dipendente dalle coordinate angolari del punto in cui si misura il campo (elevazione e azimuth).

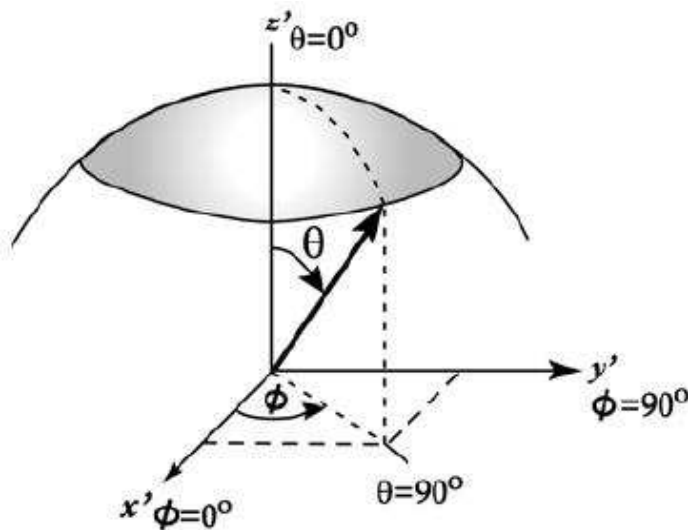


Fig. 3.2 Distribuzione del campo di pressione generato da un trasduttore elettroacustico in coordinate radiali

$$P(r, \vartheta, \varphi) = p_a(r)F(\vartheta, \varphi)$$

La funzione $F(\vartheta, \varphi)$ è la funzione di direttività la quale, fissate le dimensioni geometriche del trasduttore elettroacustico e la frequenza operativa di quest'ultimo, definisce univocamente la forma del solido nel quale è distribuita l'energia.

$$F(\vartheta, \varphi) = \frac{\text{sen}\left(\frac{kl}{2} \text{sen } \vartheta \cos \varphi\right)}{\frac{kl}{2} \text{sen } \vartheta \cos \varphi} \cdot \frac{\text{sen}\left(\frac{km}{2} \text{sen } \vartheta \text{sen } \varphi\right)}{\frac{km}{2} \text{sen } \vartheta \text{sen } \varphi}$$

da cui

$$P(r, \vartheta, \varphi) = P_a(r) \frac{\text{sen}\left(\frac{kl}{2} \text{sen } \vartheta \cos \varphi\right)}{\frac{kl}{2} \text{sen } \vartheta \cos \varphi} \cdot \frac{\text{sen}\left(\frac{km}{2} \text{sen } \vartheta \text{sen } \varphi\right)}{\frac{km}{2} \text{sen } \vartheta \text{sen } \varphi}$$

Effetti indesiderati fanno però sì che parte dell'energia che l'antenna acustica immette nel mezzo di propagazione venga dispersa alla base dell'antenna lungo delle figure note come *lobi secondari di radiazione* (Fig. 3.3).

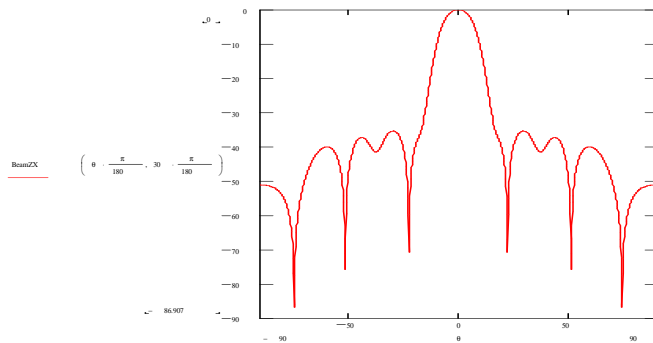


Fig. 3.3 Lobo principale e lobi secondari di un fascio di radiazione dell'apertura di 30° a -3dB

Le tecniche di Beam Forming applicate ad array di sensori consentono di distribuire e orientare l'energia nello spazio secondo requisiti prescelti e di minimizzare gli effetti dovuti ai lobi secondari presenti alla base del lobo principale.

Ciò è possibile spaziando i singoli elementi dell'array di una distanza pari alla metà della lunghezza d'onda acustica di frequenza f in acqua

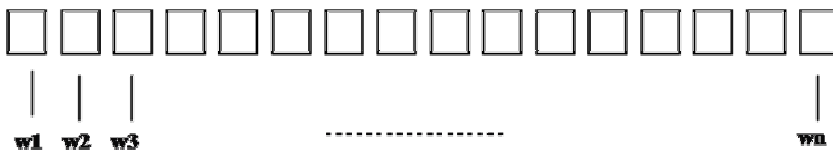


Fig. 3.4 Set di pesi applicato a un array lineare di sensori

Sia in trasmissione che in ricezione i segnali ai singoli sensori vengono sommati secondo opportuni pesi complessi la cui ampiezza consente di modificare la forma mentre la fase incide sull'orientamento o la focalizzazione

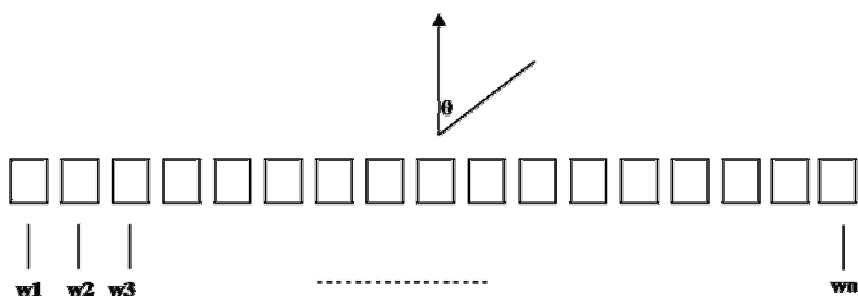


Fig. 3.5 Set di pesi applicato a un array di sensori con angolo di puntamento θ

Se il set di pesi applicato all'array di sensori è fisso e indipendente dalla direzione di puntamento dell'antenna, allora l'energia generata dall'array sarà distribuita secondo un fascio di radiazione unico pari alla somma degli n segnali agli n sensori dell'array, ciascuno moltiplicato per il proprio peso

$$Beam(t) = \sum_{i=1}^N w_i x_i(t)$$

Qualora il set di pesi applicato all'array di sensori sia invece dipendente dalla direzione di puntamento dell'antenna, allora

l'energia generata dall'array sarà distribuita secondo una serie di fasci di radiazione, ciascuno pertinente a un particolare set di pesi. L'insieme di tutti i lobi di radiazione, ciascuno associato a un diverso angolo di puntamento, consente di rilevare il *Panorama Acustico*

$$Beam(t, \vartheta) = \sum_{i=1}^N w_i(\vartheta) x_i(t)$$

Si supponga di volere trasmettere lungo una direzione diversa dal broadside e si supponga sia d la distanza fra 2 sensori adiacenti dell'array

I segnali ai sensori che si trovano a sinistra rispetto all'angolo di puntamento θ saranno in anticipo temporale perché in ritardo spaziale rispetto all'angolo θ , mentre i segnali ai sensori a destra saranno in ritardo temporale perché in anticipo spaziale rispetto alla direzione di puntamento.

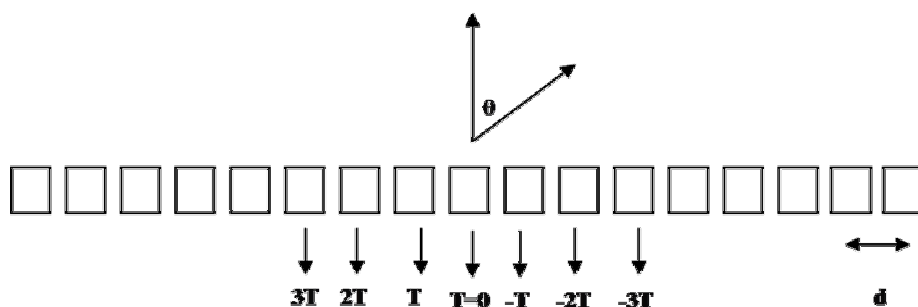


Fig. 3.6 Ritardi temporali applicati ai singoli sensori in caso di direzione di puntamento θ

$$T = \frac{dsen\vartheta}{c}$$

Se l'impulso trasmesso è un impulso sinusoidale a involuppo rettangolare, allora le linee di ritardo possono essere sostituite da differenze di fase fra le sinusoidi ai diversi sensori

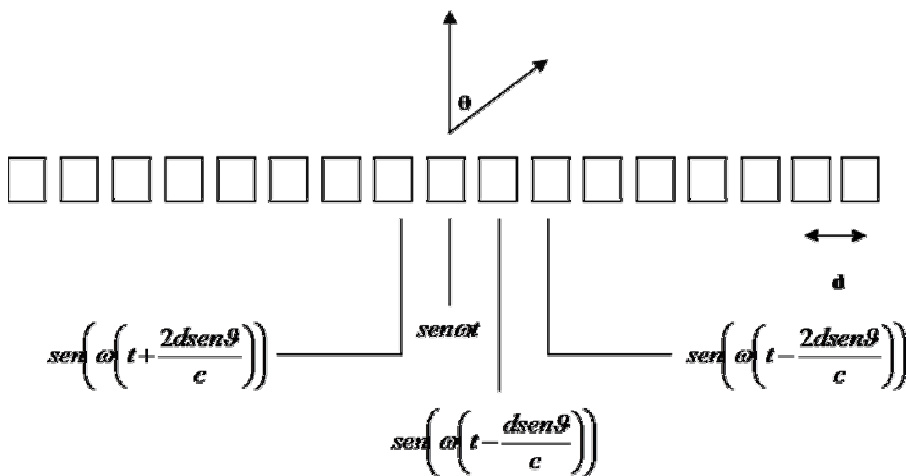


Fig. 3.7 Differenze di fase fra i segnali ai diversi sensori dell'array

III.3 L'Antenna Trasmittente

Al fine di raggiungere un compromesso fra una buona risoluzione e una visibilità di circa 50 metri, si è stabilito che l'antenna trasmittente avesse un fascio di radiazione a forma di cono dell'apertura 15° (a -3

dB) nella banda 400-600 kHz, con sufficiente attenuazione dei lobi laterali e livello di sorgente adeguato all'esigenza di garantire la portata di 50 metri.

La prima soluzione cui si è guardato è stata quella di un'antenna planare discreta di 121 elementi ceramici funzionanti nel modo barra (Fig. 3.7); la sezione attiva di ciascun elemento è circa $2 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ (se si tiene conto dell'intercapedine fra elementi contigui). L'antenna ha una forma quadrata di lato pari a circa 2.3 cm.

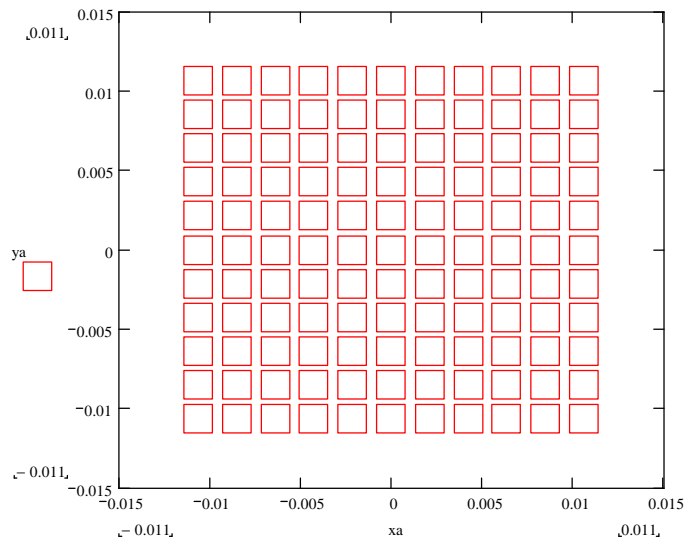
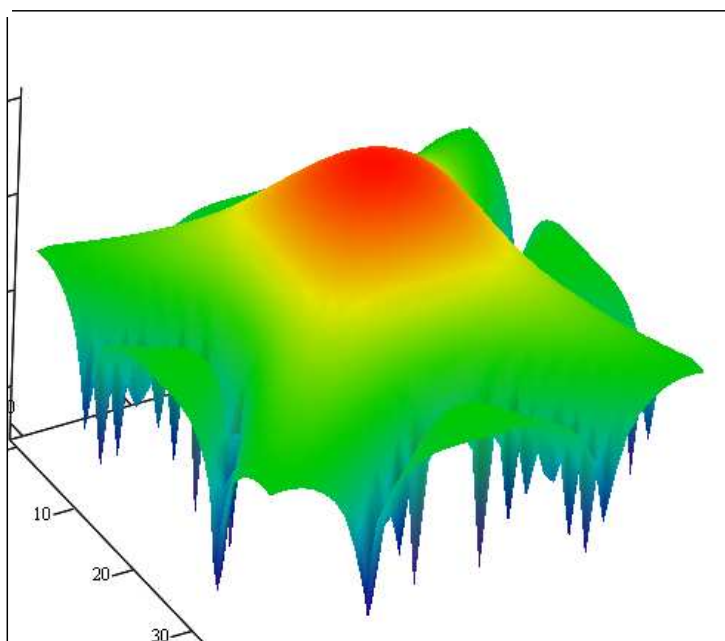


Fig. 3.8 Visione Schematica dell'Antenna TX del sistema

Dal punto di vista della radiazione essa è costituita da corone concentriche di forma quadrata, ciascuna caratterizzata da un proprio peso in tensione. Il solido di radiazione a 600 kHz è mostrato

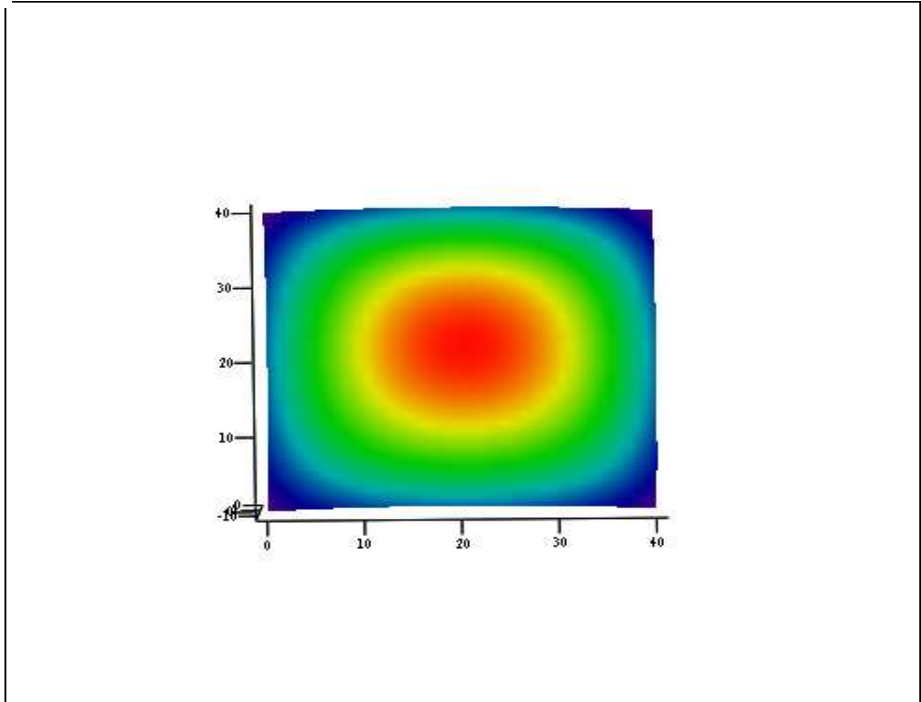
in Fig. 3.9. La sua sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna è rappresentata in Fig. 3.9.

L'andamento del fascio nei diversi piani aventi come sostegno l'asse dell'antenna è mostrato nelle successive figure. Gli angoli che individuano il piano della sezione sono 0° (piano orizzontale) 90° (piano verticale, per il quale si ha la stessa figura di radiazione del piano orizzontale) 15° , 30° , 45° . Per la simmetria questi piani sono sufficienti a caratterizzare il solido di rotazione.



matBeam

Fig. 3.9 Solido di rotazione relativo alla distribuzione nello spazio dell'energia generata dall'antenna trasmittente alla frequenza di 600kHz con pesatura gaussiana



matBeam

Fig. 3.10 Sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna del solido di rotazione della Fig. 3.9

Capitolo III
Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.

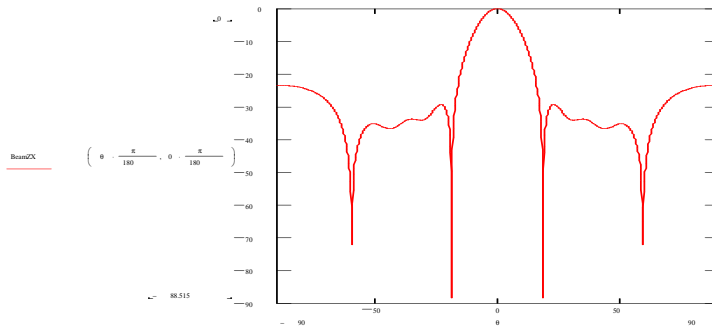


Fig. 3.11 Fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura gaussiana

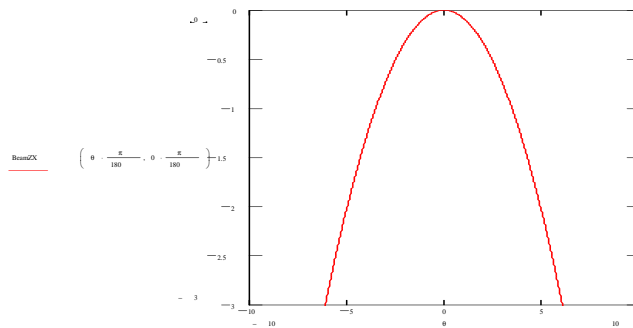


Fig. 3.12 Larghezza a -3dB del fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura gaussiana

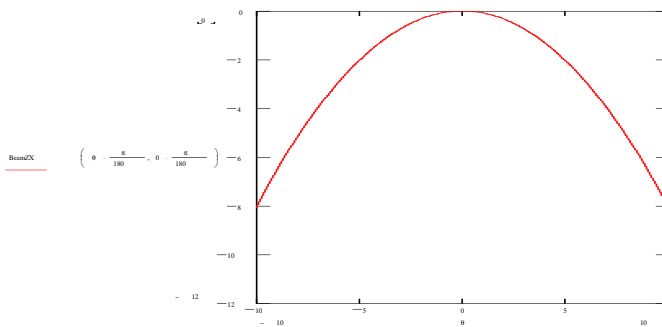


Fig. 3.13 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura gaussiana

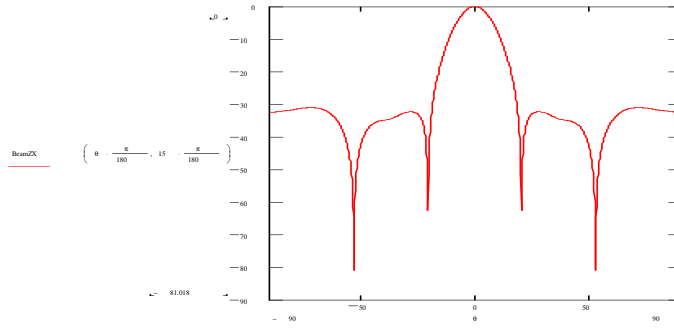


Fig. 3.14 Fascio nel piano a 15° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

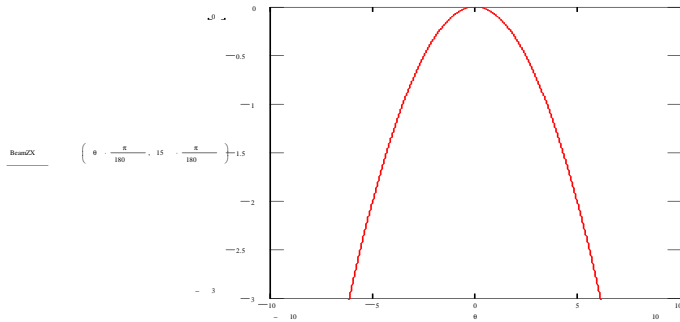


Fig. 3.15 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 15° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

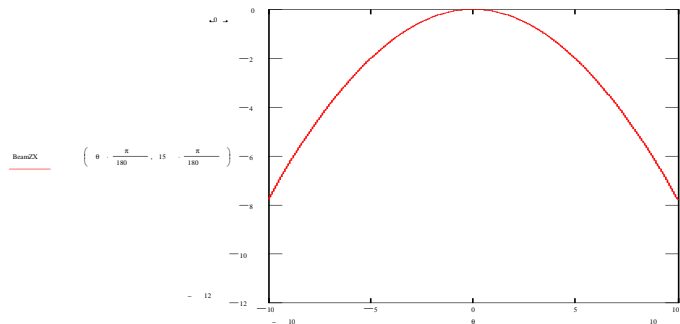


Fig. 3.16 Attenuazione del lobo a +/-10° relativamente al fascio nel piano a 15° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

Capitolo III
Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.

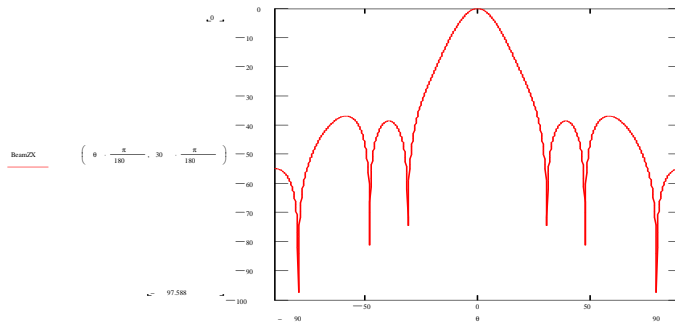


Fig. 3.17 Fascio nel piano a 30° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

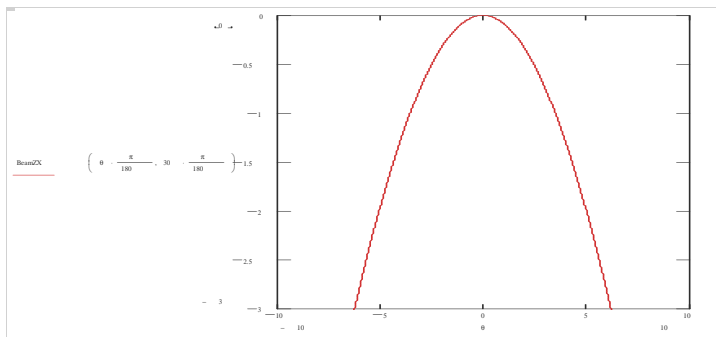


Fig. 3.18 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 30° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

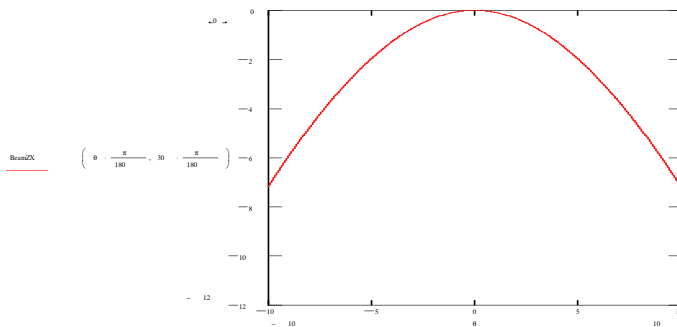


Fig. 3.19 Attenuazione del lobo a $\pm 10^\circ$ relativamente al fascio nel piano a 30° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

Capitolo III
Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.

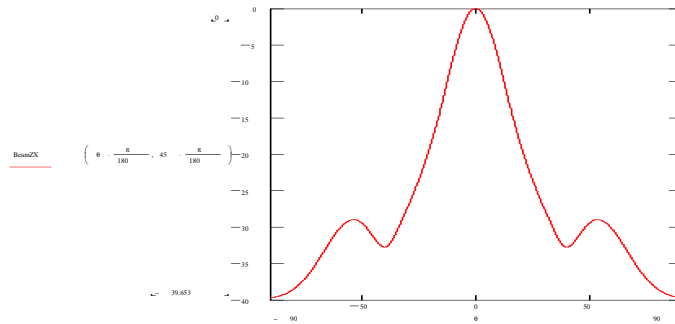


Fig. 3.20 Fascio nel piano a 45° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

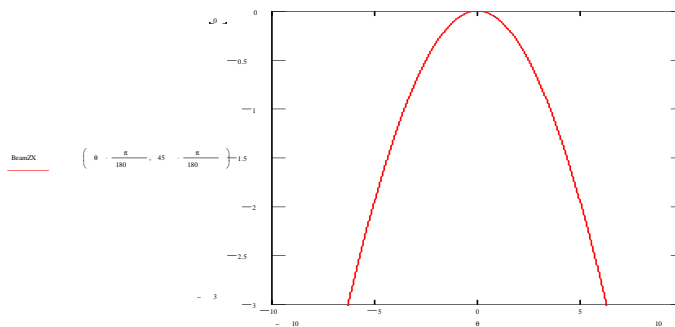


Fig. 3.21 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 30° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

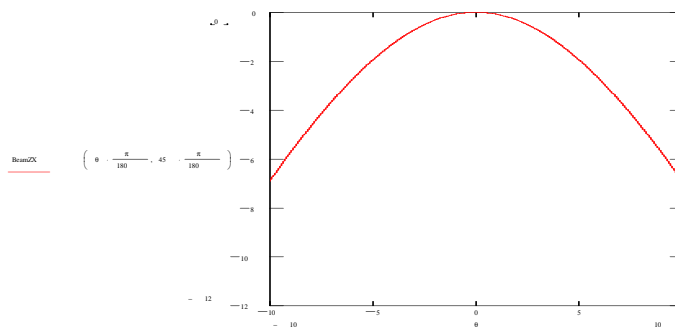


Fig. 3.22 Attenuazione del lobo a +/-10° relativamente al fascio nel piano a 45° di azimuth a 600 kHz con pesatura gaussiana

Come si osserva dagli andamenti riportati nei grafici, la sezione del lobo principale dell'antenna è praticamente indipendente dalla coordinata azimutale.

Ovviamente questa caratteristica dipende dal tipo di pesatura applicata. Negli esempi fin qui considerati si è applicata una pesatura di tipo Gaussiano. È possibile applicare anche altre pesature nel tentativo di ottimizzare le caratteristiche di radiazione. Ad esempio può essere opportuno aumentare l'attenuazione del lobo a $\pm 10^\circ$ per migliorare la qualità del fascio composito TX_RX, fermo restando la simmetria della radiazione e la larghezza del fascio a -3 dB.

Applicando la pesatura di tipo "sinc(*)" bidimensionale si ottiene un lobo di pari larghezza ma di maggiore pendenza, garantendo così maggiori attenuazioni a $\pm 10^\circ$.

In seguito sono riportati i grafici relativi a quest'altra pesatura.

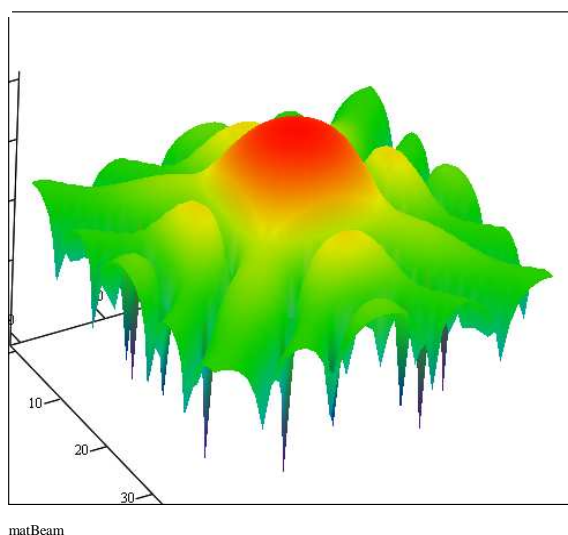
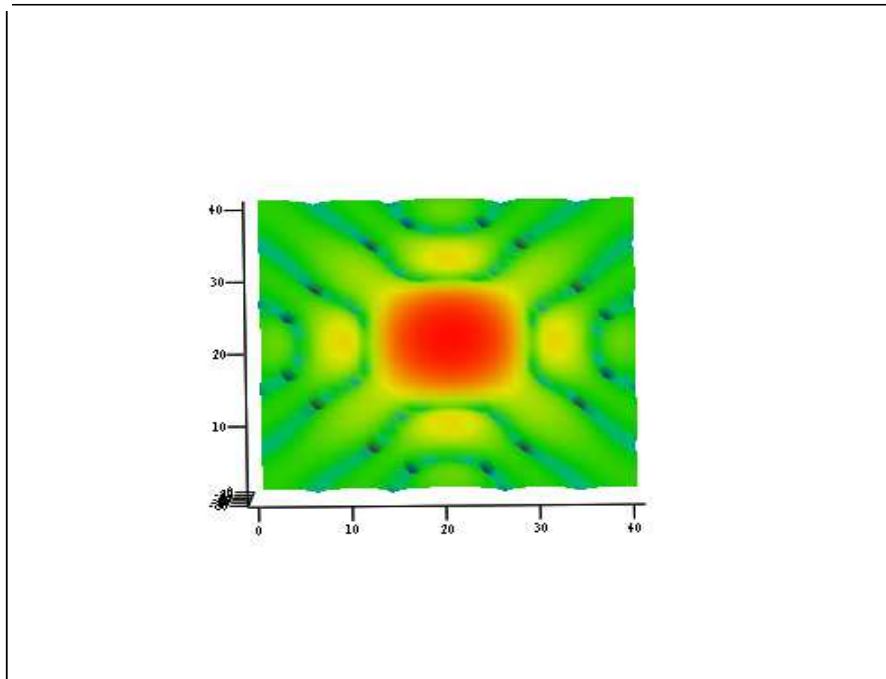


Fig. 3.23 Solido di rotazione relativo alla distribuzione nello spazio dell'energia generata dall'antenna trasmittente alla frequenza di 600kHz con pesatura di tipo sinc(*)



matBeam

Fig. 3.24 Sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna del solido di rotazione della Fig. 3.22

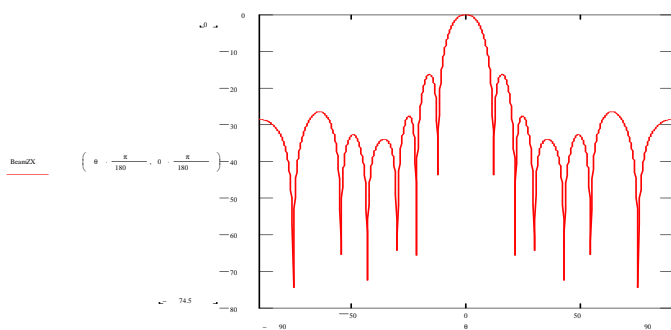


Fig. 3.25 Fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

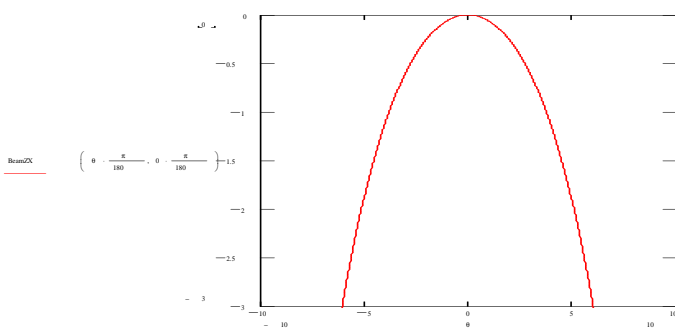


Fig. 3.26 Larghezza a -3dB del fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

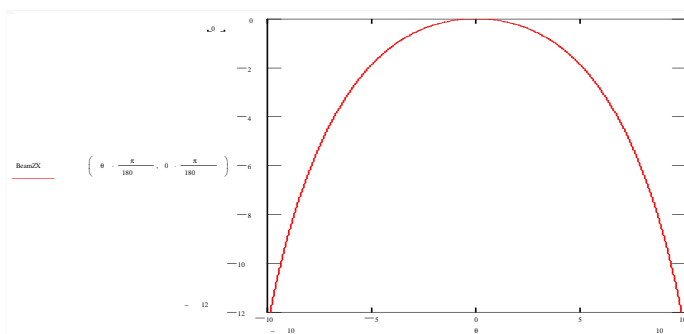


Fig. 3.27 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

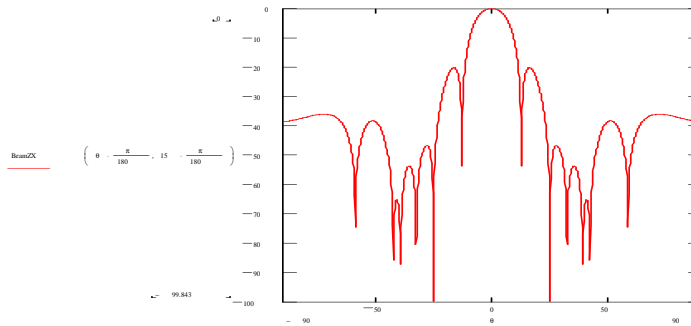


Fig. 3.28 Fascio nel piano a 15° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

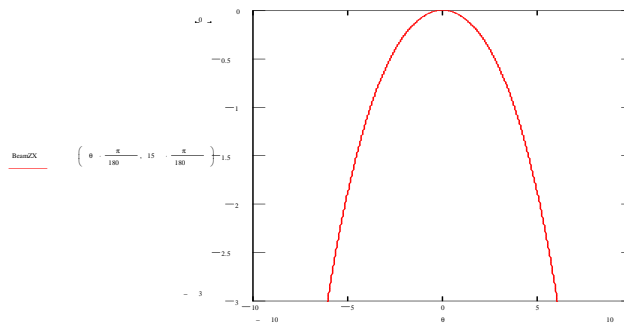


Fig. 3.29 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 15° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

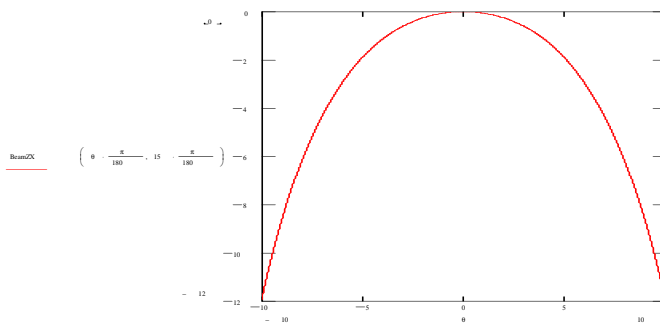


Fig. 3.30 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano a 15° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

Capitolo III
Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.

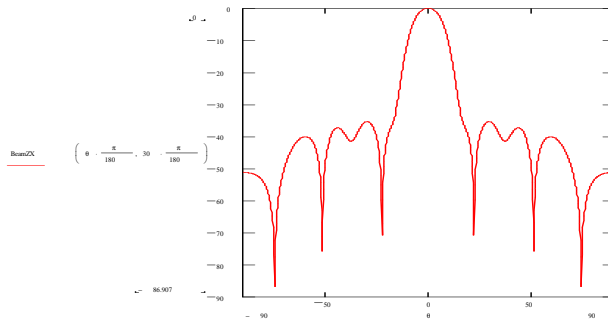


Fig. 3.31 Fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

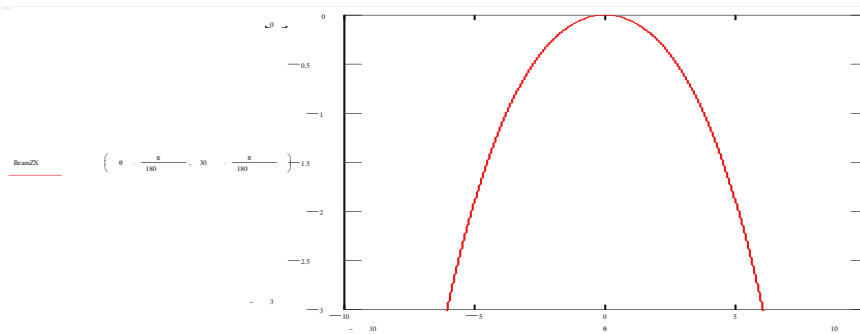


Fig. 3.32 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

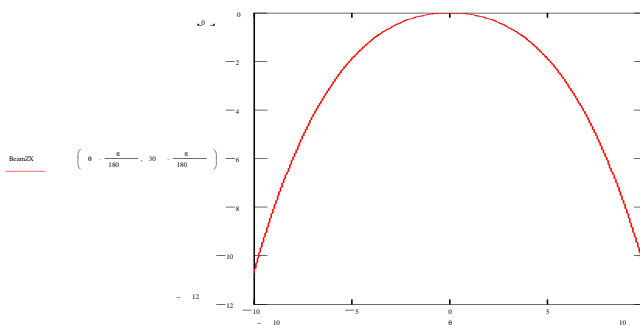


Fig. 3.33 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

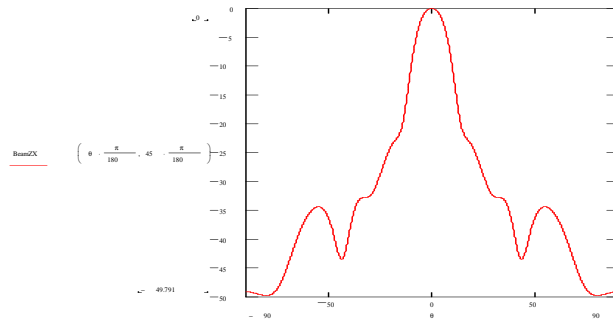


Fig. 3.34 Fascio nel piano a 45° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

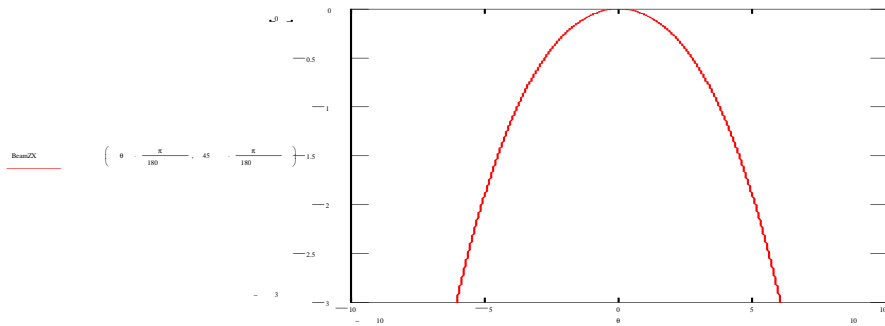


Fig. 3.35 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 45° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

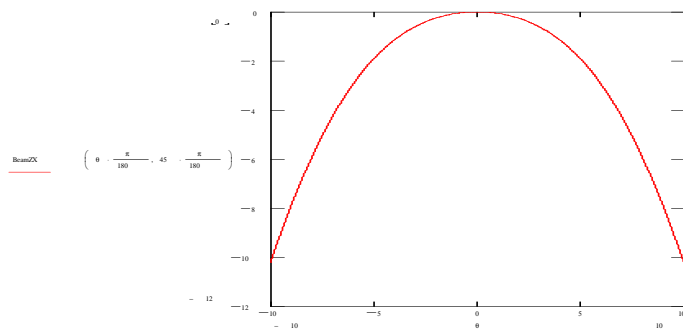


Fig. 3.36 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

Le caratteristiche dell'antenna a 400 kHz sono riportate nei grafici successivi che mostrano il solido di radiazione e il fascio nel piano orizzontale alla con pesatura di tipo sinc(*).

Si nota che a 400 kHz il cono di radiazione ha un'apertura di circa 18°.

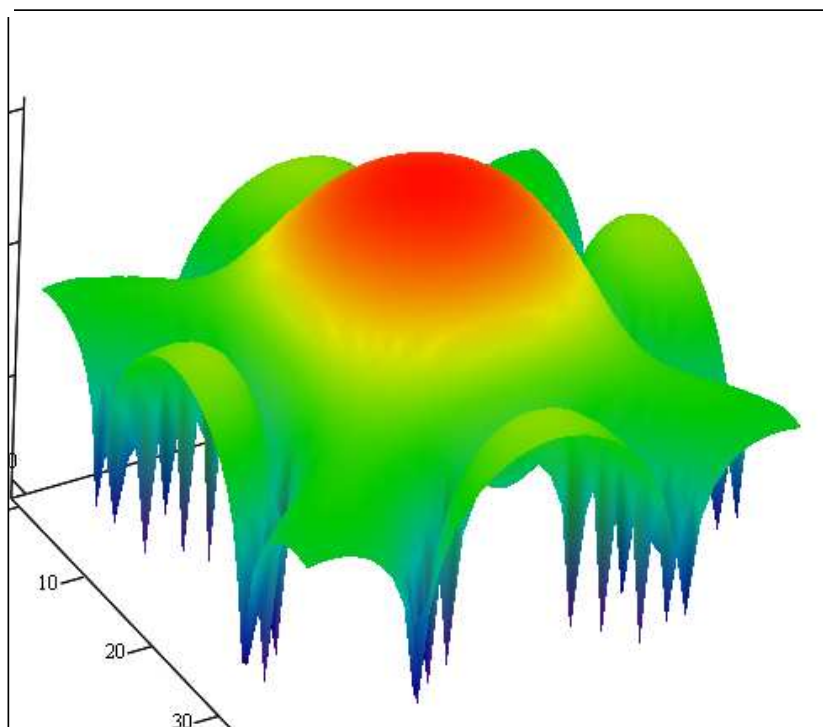
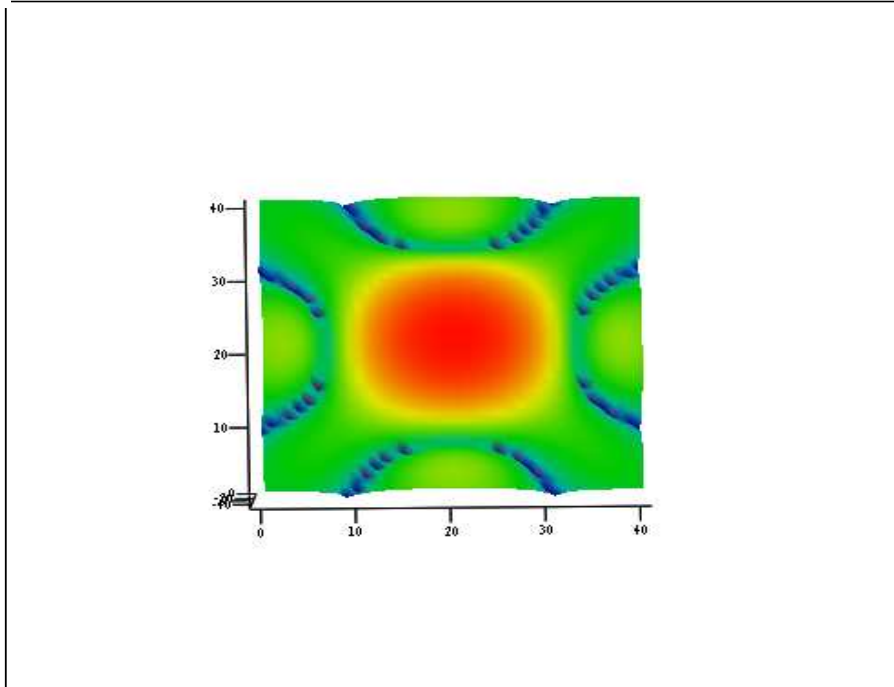


Fig. 3.37 Solido di rotazione relativo alla distribuzione nello spazio dell'energia generata dall'antenna trasmittente alla frequenza di 400kHz con pesatura di tipo sinc



matBeam

Fig. 3.38 Sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna del solido di rotazione della Fig. 3.36

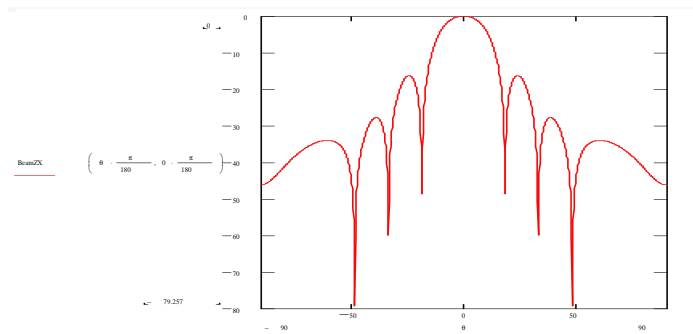


Fig. 3.39 Fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc

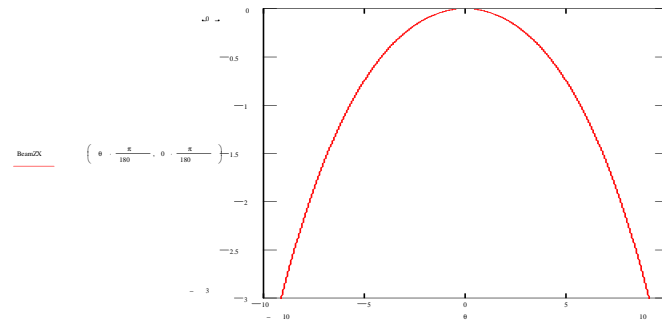


Fig. 3.40 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 400 kHz con pesatura di tipo sinc

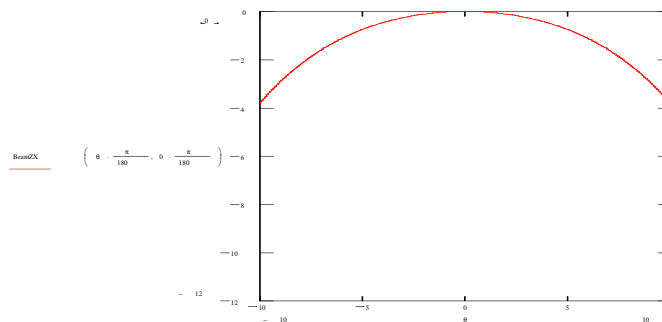


Fig. 3.41 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 400 kHz con pesatura di tipo sinc

La sintesi dello shading - pesatura - di illuminazione e della configurazione geometrica degli elementi sensoriali di un array è basata su metodi di ottimizzazione della figura di radiazione e dei parametri caratteristici di direttività e guadagno d'antenna. Queste tecniche si avvalgono di algoritmi iterativi applicati a particolari sistemi di equazioni vincolate che fanno riferimento alla seguente espressione fondamentale che esprime la combinazione lineare normalizzata dei fasori d'antenna. Poiché i requisiti imposti attraverso i vincoli alla figura di radiazione sono espressi in deciBel, la suddetta combinazione risulta

$$Beam(\vartheta, \varphi, f) = 20 \log_{10} \left| \frac{\sum_{i=0}^{i=120} w_i e^{-j \frac{2\pi}{c} f (x_i \sin \vartheta \cos \varphi + y_i \sin \vartheta \sin \varphi)}}{\sum_{i=0}^{i=120} w_i} \right|$$

La scelta del metodo di beamforming adottato nell'imaging scaturisce da importanti considerazioni riguardanti i parametri elettroacustici e il dimensionamento dei sistemi di elaborazione; pertanto prima di introdurre un efficace metodo di beamforming, per l'imaging acustico, di cui si parlerà nel prossimo capitolo, si richiamano le problematiche elementari che sono comuni a tutti i sistemi direttivi.

Nelle applicazioni elettroacustiche in cui ai sistemi sonar sono richieste una elevata capacità risolutiva e un'elevata copertura angolare a piccole portate, l'antenna trasmittente dovrà presentare un ampio lobo di radiazione a frequenze elevate. Se sono impiegati array di sensori, la focalizzazione del fascio suppone l'accesso al singolo elemento con enorme complicazione hardware, se invece si utilizza un singolo sensore le sue dimensioni dovranno essere molto

piccole per garantire una copertura angolare sufficiente e il suo livello di emissione non potrà essere molto grande per garantire un rapporto segnale-rumore adeguato. L'elevata capacità risolutiva è ottenuta con antenne riceventi planari con elevato numero di fasci preformati allo scopo di riempire con un sufficiente numero di pixel la generica sezione dell'immagine tridimensionale. La cella di risoluzione del sonar presenta una dimensione che è legata al codice di modulazione della forma d'onda trasmessa. In ambienti rumorosi un adeguato rapporto segnale-rumore è ottenuto aumentando la durata dell'impulso e in conseguenza la dimensione della cella di risoluzione che si sviluppa in range. Questo limite è superato dalla codifica in frequenza della forma d'onda che però comporta l'allargamento della banda di frequenza e quindi di tutta la catena di trasduzione e di amplificazione elettronica.

Il beamforming è una tecnica di combinazione dei segnali ricevuti che ha lo scopo di informare sul livello di scattering che il segnale trasmesso subisce nella sua propagazione lungo una fissata direzione. Se l'immagine deve essere ricostruita in real time o con piccolo ritardo temporale, l'applicazione di fasci preformati del tipo pencil beam è una scelta obbligata, ma comporta un set di vettori pesi proporzionale al numero di pixel della sezione d'immagine e quindi una grande complessità operativa. La cortina di sensori è in tal caso planare piena. Se invece si utilizzano fasci del tipo fan beam, la cortina può essere anche non planare ma lineare doppia con fasci che si tagliano secondo i due piani principali di elevazione e di azimut. Questa tecnica ha il vantaggio di ricorrere ad un numero ridotto di elementi sensoriali ma occorre trasmettere più fasci con rifasamento multiplo dei sensori che determina una maggiore complessità elettronica nella fase di trasmissione. Una soluzione innovativa che consente di semplificare sia la fase di trasmissione

che di ricezione è quella che prevede un'illuminazione selettiva in frequenza che consente di rilevare il panorama acustico dallo spettro del segnale ricevuto attraverso un'associazione analitica angolo-frequenza che verrà descritta nel capitolo successivo.

Capitolo III

Un Sistema di Imaging Acustico per Flussi Idrotermali sottomarini.

Capitolo IV

Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico: l'angolo-frequenza

Tecniche di Beam Forming come quelle esposte nel capitolo precedente sia in trasmissione che in ricezione prevedono alti costi computazionali e dimensioni geometriche dell'antenna considerevoli. D'altra parte la riverberazione del mezzo di propagazione determina un disturbo che influenza la corretta valutazione del coefficiente di riflettività in ogni pixel della sezione di immagine a causa dell'interferenza fra pixel adiacenti che appaiono correlati in intensità come conseguenza della lobatura del fascio. In sistemi a portante unica sia modulata CW - impulso sinusoidale a inviluppo rettangolare - che FM - impulso sinusoidale modulato in frequenza - questo problema è senz'altro più sentito rispetto ad un ipotetico sistema che sfrutti anche un principio di diversità frequenziale oltre che spaziale. Questo principio comporta l'impiego di più portanti che illuminano selettivamente le diverse regioni spaziali. Pixel adiacenti illuminati con frequenze diverse hanno due fattori di discriminazione, uno legato all'ubicazione spaziale e l'altra legato alla portante dell'eco. L'idea di illuminare

selettivamente l'ambiente non è applicabile nei sistemi convenzionali, perché la complessità hardware sarebbe improponibile e in un certo senso andrebbe contro l'obiettivo principale della progettazione sonaristica che è quello di ottenere a parità di requisiti e prestazioni la minore complessità, il minor costo, il minor ingombro.

Lo studio riguardante il comportamento di array di sensori con associazione della fase in classi di equivalenza ha permesso di conseguire vantaggi notevoli proprio in questa direzione. Si tratta di una tecnica di partizione dei sensori dell'antenna allo scopo di indirizzare fronti d'onda a frequenze diverse verso angoli di puntamento diversi. Questa tecnica denominata *associazione angolo frequenza* rappresenta il percorso innovativo nel campo del beamforming che è stato sviluppato nell'ambito della ricerca compiuta nel triennio di dottorato.

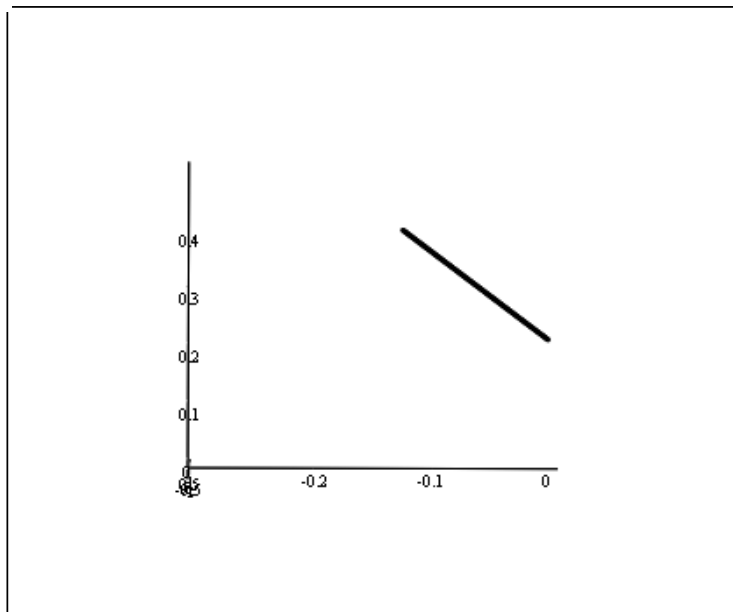
Di seguito vengono esposti i risultati teorici, ottenuti con la simulazione del processo di formazione del campo acustico radiato da un'antenna lineare con beamforming angolo-frequenza, riguardanti i livelli di emissione, la larghezza dei fasci, l'interferenza fra fasci adiacenti, la risoluzione in distanza.

IV.1 Il Campo di Radiazione

La funzione di illuminazione nel beamforming angolo-frequenza è determinata dalla sovrapposizione di più impulsi che sono emessi contemporaneamente dai diversi sensori; in ogni generica direzione di propagazione, e su questa in ogni punto, essi sono caratterizzati

da una particolare relazione temporale, per la quale l'interferenza dà luogo ad un segnale il cui involuppo non è più rettangolare. Si avrà infatti che soltanto per una frazione della durata dell'impulso, che possiamo chiamare durata effettiva, il guadagno dell'antenna avrà il suo massimo valore. Per analizzare gli effetti del disallineamento temporale degli impulsi si è fatto ricorso alla simulazione del campo di radiazione dell'antenna.

Si è stabilito che l'antenna trasmittente fosse un array lineare di 160 elementi omnidirezionali con spaziatura uniforme, inclinata di un opportuno angolo (56.5°) nel piano Z-Y.



(x_a, y_a, z_a)

Fig. 4.1 Antenna lineare di 160 elementi distanziati con passo $d=1.425$ mm

I sensori sono stati suddivisi in quattro gruppi, ciascuno dei quali è stato alimentato con il seguente segnale impulsivo

$$vg(t, \tau, g) \equiv \left(\sum_{i=0}^{N_f} A_i \cdot \cos(2\pi \cdot f_i \cdot t + \varphi_i + 0.5\pi \cdot g) \right) \cdot (\phi(t) - \phi(t - \tau))$$

$$g = 0, 1, 2, 3$$

In questa espressione si è indicato con g il gruppo di 40 sensori alimentati in fase, con f una delle $N_f=16$ frequenze della banda trasmessa, con τ la durata dell'impulso e con A l'ampiezza.

Il segnale trasmesso ad un punto $P(x, y, z)$ collocato a distanza sufficiente affinché si possa ritenere che l'emissione del singolo sensore si propaghi con fronte d'onda sferico (da qui l'ipotesi di sensori omnidirezionali) risulta dalla seguente espressione

$$STX(t, x, y, z) \equiv \sum_{g=0}^3 \sum_{i=0}^{39} \frac{vg(t - tr(x, y, z, i), \tau, g)}{r(x, y, z, i)}$$

L'ampiezza della tensione del segnale impulsivo è stabilita in base alla risposta in frequenza del trasduttore, alla portata che si vuole raggiungere e a ragioni legate all'equalizzazione dei canali.

Nella espressione su riportata tr rappresenta il tempo di propagazione dall' i -esimo sensore al punto $P(x, y, z)$ e r la distanza fra questi. Per ragioni legate alla semplicità della simulazione del sistema trasmittente i punti di osservazione del campo radiato sono stati scelti su archi di circonferenze concentriche sul baricentro dell'antenna lineare come rappresentati in Fig. 4.2.

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

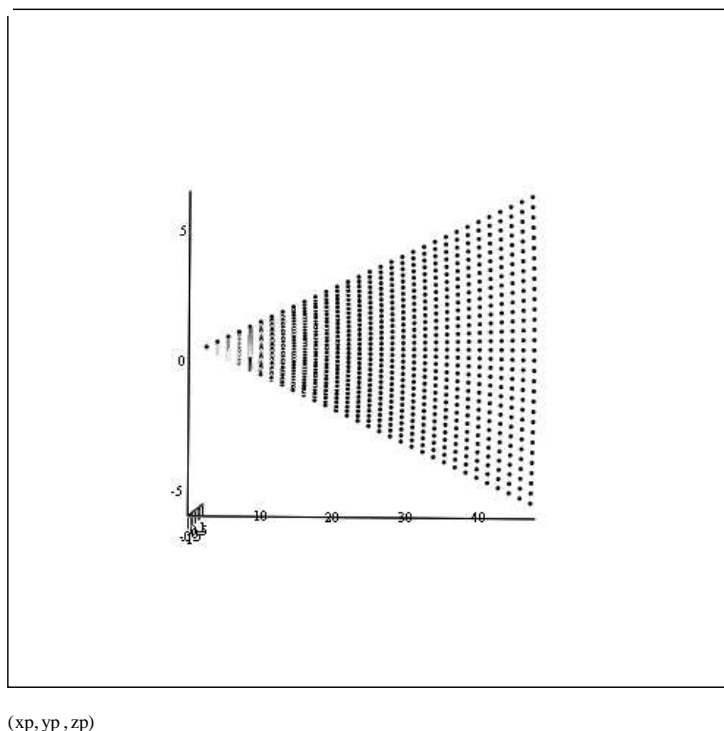


Fig. 4.2 Punti nel piano Y-Z sulle rette ad angoli variabili da 7.5° a -7.5° rispetto alla linea orizzontale

L'antenna lineare essendo inclinata di 56.5° presenta i fasci puntati da 26° a 41° , rispetto al suo asse, nelle direzioni che vanno da 7.5° a -7.5° rispetto alla linea orizzontale. Ogni arco in figura appare come un segmento per l'esiguità del settore angolare. Ad ogni arco corrisponde una distanza dal baricentro dell'antenna variabile da 0.25 m a 45.25 m con passo 1.5 m.

Nella Fig. 4.3 si nota che nella direzione orizzontale in un punto posto a distanza di 18.25 m l'overlap fra l'impulso che arriva dal primo sensore (1) e quello che arriva dall'ultimo (160) è poco più del 50%. È quindi evidente una perdita di integrazione. Nella Fig. 4.4 è mostrato anche l'impulso che nello stesso punto giunge da un sensore (82) che occupa una posizione centrale. Nell'esempio riportato l'impulso ha una durata di 250 μ s e l'intervallo di massima integrazione è in pratica 125 μ s. Nella Fig. 4.5 è mostrato il segnale trasmesso dall'antenna, osservato nel punto posto sull'asse orizzontale a distanza di 18.25 m.

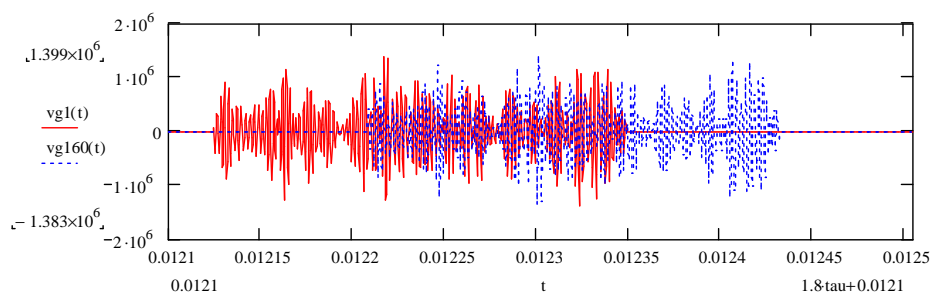


Fig. 4.3 Relazione temporale fra l'impulso emesso dal primo e dall'ultimo sensore nella direzione orizzontale a distanza 18.25 metri

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

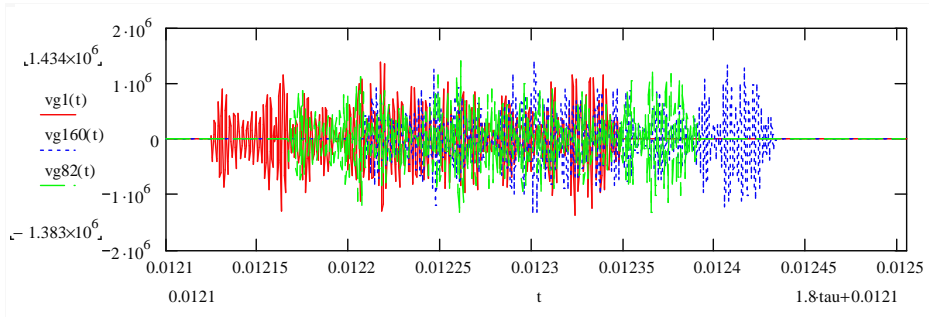


Fig. 4.4 Relazione temporale fra l'impulso emesso dal primo, dall'ultimo sensore e da un sensore centrale nella direzione orizzontale a distanza 18.25 metri

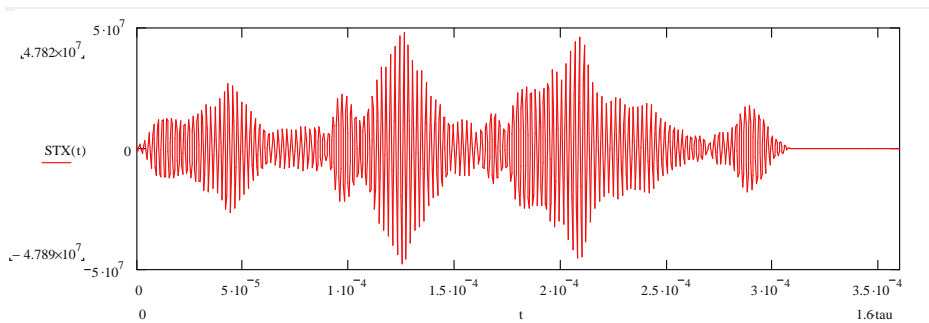


Fig. 4.5 Segnale complessivo di tutti i sensori nel punto ubicato sull'asse orizzontale a distanza di 18.25 metri

Il segnale trasmesso dall'antenna ed osservato in un punto ubicato lungo la direzione ϑ dovrebbe presentare uno spettro dominato

dalla frequenza associata a quest'angolo secondo la seguente relazione

$$f_i \equiv \frac{f_{\max}}{2 \cdot \sin(\vartheta_i)} \quad i = 0 \dots 15$$

L'angolo ϑ_i varia da 26° a 41° rispetto all'asse dell'antenna lineare. In realtà a causa dei lobi laterali questa frequenza si presenta anche in altre direzioni con un'attenuazione variabile con la distanza, con la frequenza e con l'angolo.

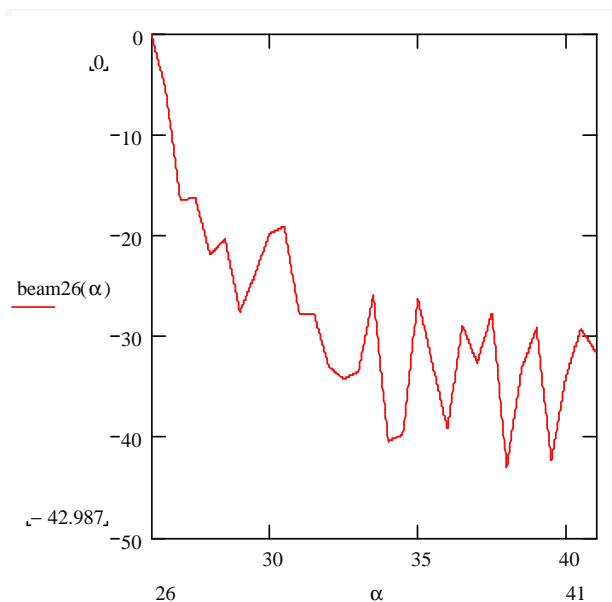


Fig. 4.6 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 26° nel settore illuminato, alla distanza di 9.25 metri

Dalla Fig. 4.6 nota che l'interferenza si attenua allontanandosi dall'angolo corrispondente al beam puntato a 26° che corrisponde alla riga spettrale esaminata. Nella Fig. 4.7 si riporta l'andamento angolare dell'interferenza nelle stesse condizioni, ma ad una distanza inferiore. Si nota un allargamento del fascio, alla distanza inferiore. Anche nella Fig. 4.8 si nota un allargamento causato questa volta non dalla riduzione di distanza ma dalla riduzione di frequenza o, se si vuole, dall'aumento dell'angolo che qui è di 41° . Nella Fig. 4.9 è mostrato l'andamento del livello spettrale relativo al fascio puntato a 34° .

Tutti i livelli spettrali indicati sono stati calcolati sulla durata effettiva dell'impulso. I dati teorici forniti in simulazione indicano che l'interferenza comporta la presenza di una frequenza nei lobi di non competenza con livelli variabili con la distanza e con l'angolo e di valore medio di circa 10 dB.

Nella Fig. 4.10 si presenta in maniera complessiva la distribuzione in angolo ed in distanza del livello della riga spettrale del fascio puntato a 34° . Si fa notare che non si è applicata l'attenuazione in distanza per divergenza ed assorbimento (applicazione TVG). Nella Fig. 4.11 è riportata la mappa della distribuzione indicata in Fig. 4.10 nel piano angolo distanza.

Nella Fig. 4.12 è presentato l'andamento dello spettro del segnale emesso nella direzione 34° in funzione della distanza. Si nota che con la distanza, lungo questa direzione, nello spettro del segnale, soltanto la riga alla frequenza associata a 34° si propaga senza attenuazione (applicazione TVG), le altre righe dello spettro invece si attenuano con la distanza.

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

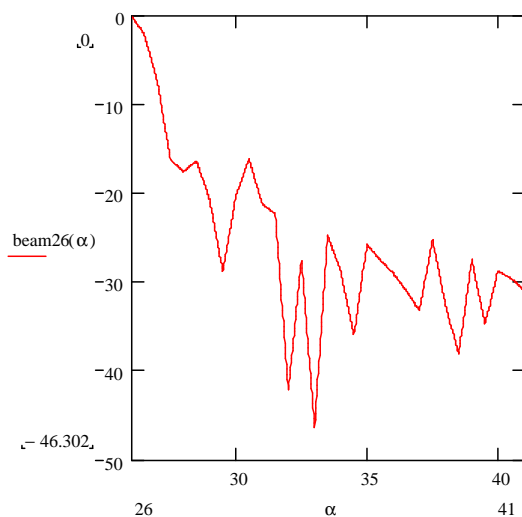


Fig. 4.7 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 26° nel settore illuminato, alla distanza di 4.75 metri

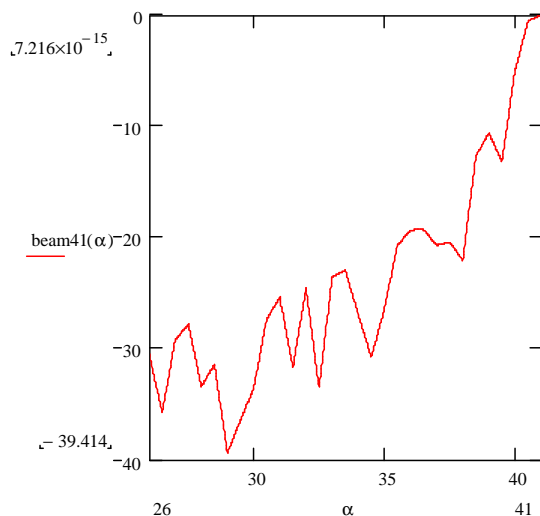


Fig. 4.8 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 41° nel settore illuminato, alla distanza di 9.25 metri.

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

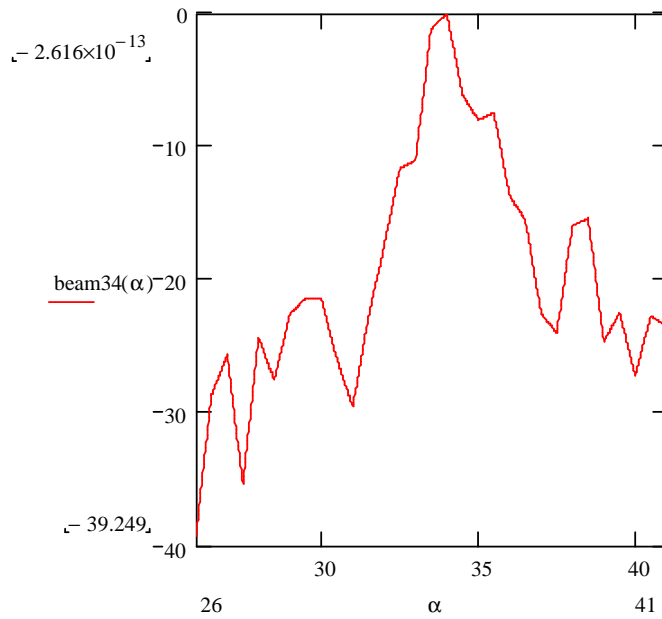
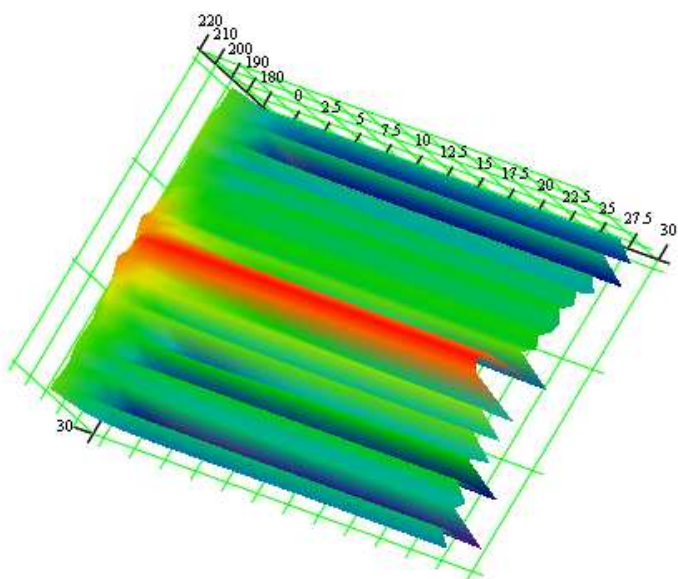


Fig. 4.9 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 34° nel settore illuminato, alla distanza di 9.25 metri

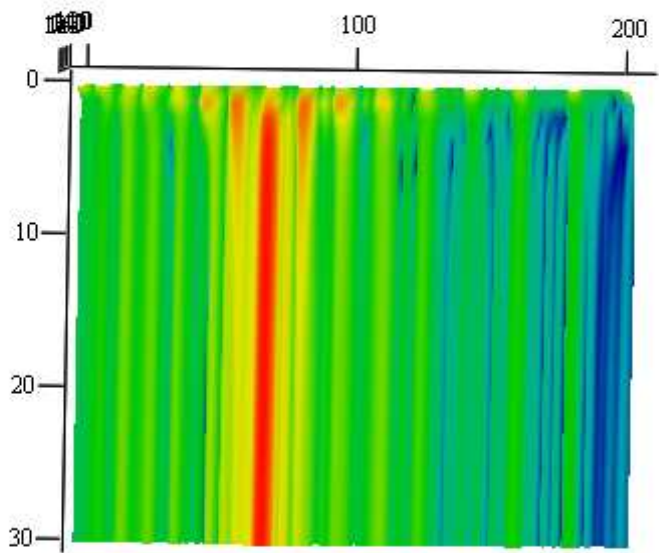
Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza



Pixel2

Fig. 4.10 Visione 3D dell'andamento dell'ampiezza della riga spettrale corrispondente al fascio puntato a 34° in funzione della distanza e dell'angolo

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza



Pixel2

Fig. 4.11 Mappa dell'andamento dell'ampiezza della riga
spettrale corrispondente al fascio puntato a 34°
in funzione della distanza e dell'angolo

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

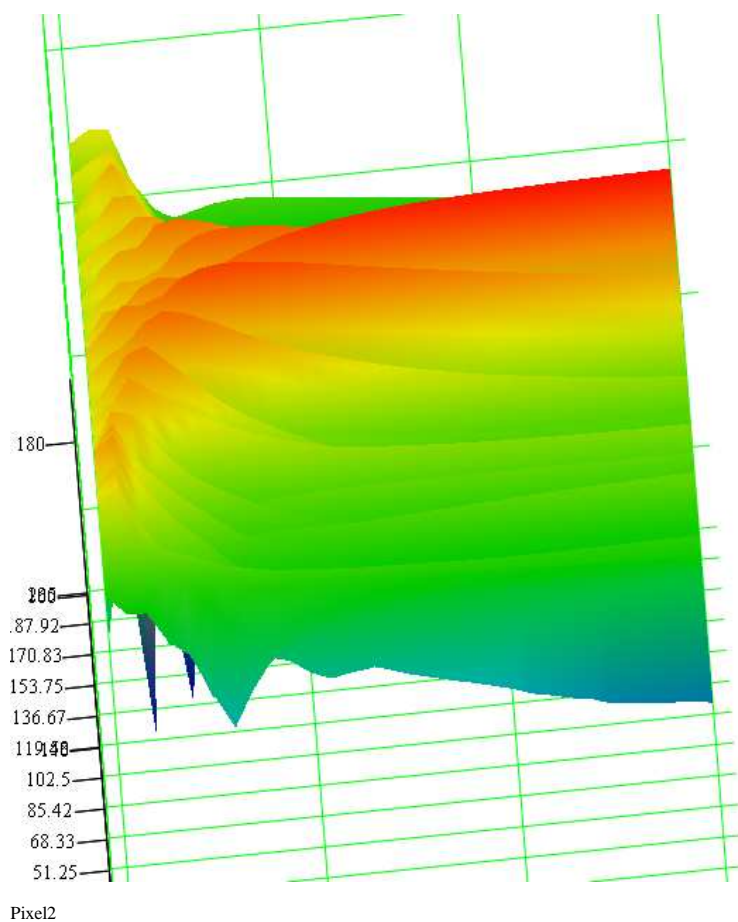


Fig. 4.12 Visione 3D dell'andamento dell'ampiezze di tutte le righe spettrali del segnale radiato nel fascio puntato a 34° in funzione della distanza

IV.2 La Risoluzione in Distanza

La funzione di illuminazione del proiettore angolo-frequenza è caratterizzata da una risoluzione in range variabile con la durata dell'impulso, con il fascio, con la distanza, con la lunghezza dell'antenna. Per la configurazione d'antenna sopra riportata si ottiene che nel settore di illuminazione la differenza temporale fra l'impulso che giunge in un fissato punto del settore dal primo sensore e dall'ultimo è quella rappresentata in Fig. 4.13. Si nota che il massimo ritardo è di circa $100 \mu\text{s}$.

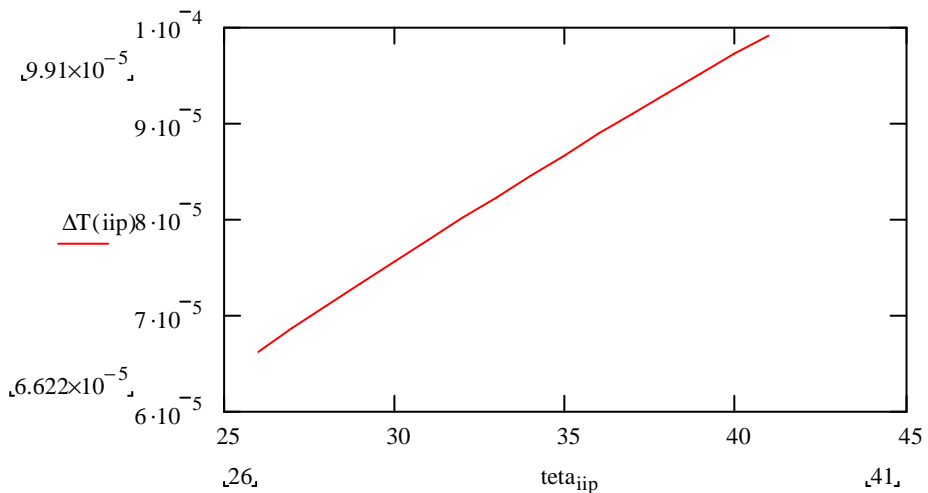


Fig. 4.13 Andamento del ritardo temporale fra l'impulso del primo e ultimo sensore nel settore angolare attivo

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

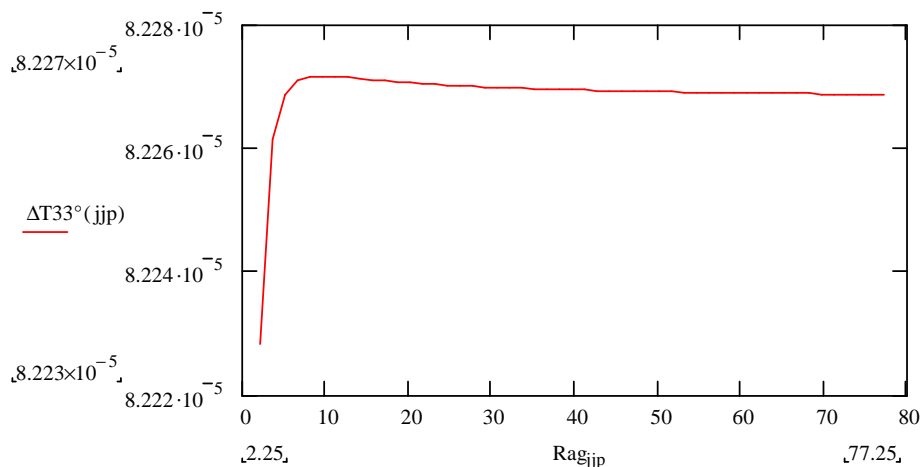


Fig. 4.14 Andamento del ritardo temporale fra l'impulso del primo e ultimo sensore nel fascio puntato a 33° in funzione della distanza in metri

Nella Fig. 4.15 è mostrato l'andamento del ritardo temporale fra l'impulso trasmesso dal primo e dall'ultimo sensore nel fascio puntato a 33°. Si nota che oltre un certa distanza la differenza temporale tende a stabilizzarsi su un fissato valore. Tuttavia anche a piccola distanza dall'antenna la differenza temporale non è molto diversa dal valore asintotico.

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

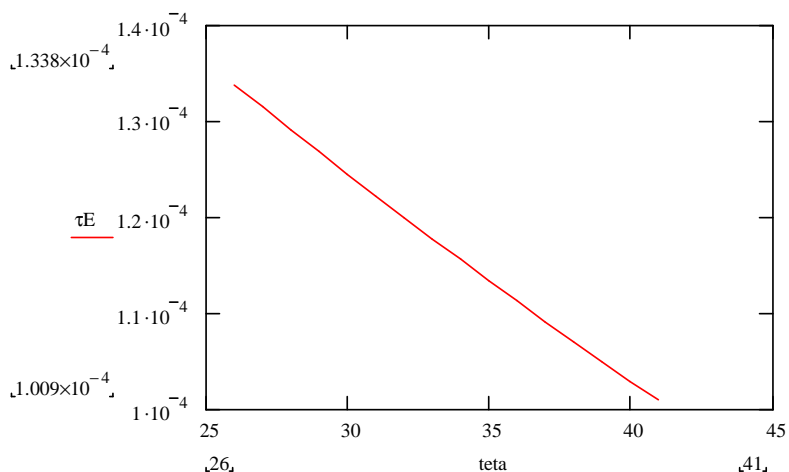


Fig. 4.15 Andamento della durata temporale effettiva dell'impulso nel settore angolare attivo; durata reale $200 \mu s$

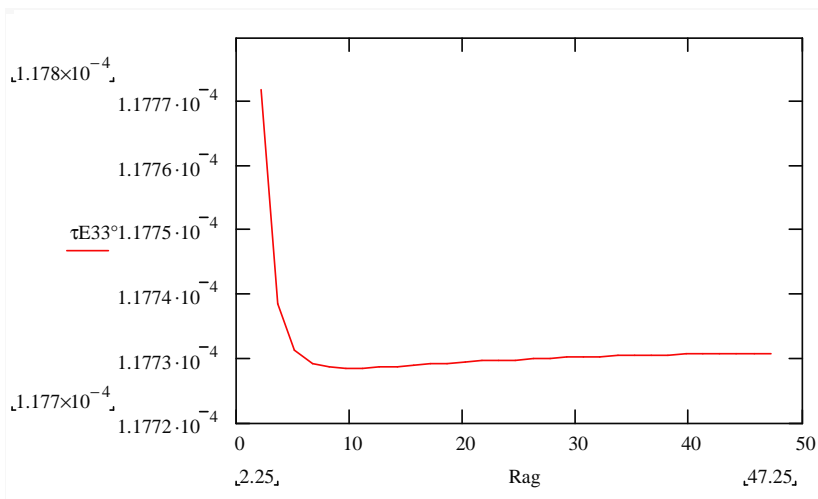


Fig. 4.16 Andamento della durata temporale effettiva dell'impulso in funzione della distanza nel fascio puntato a 33° ; durata reale $200 \mu s$

Nella Fig. 4.15 è riportata la durata effettiva dell'impulso trasmesso in funzione del puntamento. Si nota che essa in tutto il settore attivo (26° - 41°) è poco più del 50% della durata reale che in questo esempio è di $200\text{ }\mu\text{s}$. Nella Fig. 4.16 si riporta ancora l'andamento della durata effettiva dell'impulso, questa volta però in funzione della distanza, nel fascio puntato a 33° . Si nota una minore dipendenza dalla distanza, soprattutto oltre i 7 m. Dai risultati ottenuti in simulazione si ha che per la particolare configurazione dell'antenna TX e per il particolare processo di beamforming, per distanze superiori a 3m la durata reale minima dell'impulso è di circa $100\text{ }\mu\text{s}$ a cui corrisponde una durata effettiva minima in tutto il settore di circa $50\text{ }\mu\text{s}$ a cui compete una risoluzione in range di circa 4 cm (valore massimo teorico raggiungibile nel fascio puntato 41°).

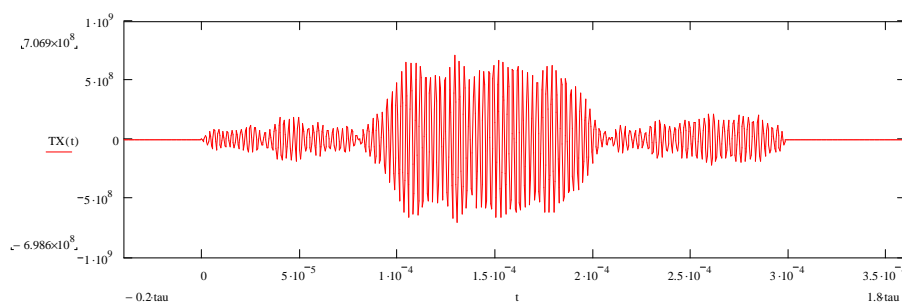


Fig. 4.17 Andamento dell'impulso trasmesso nel settore attivo; durata reale $200\text{ }\mu\text{s}$; durata effettiva circa $100\text{ }\mu\text{s}$

Nella Fig. 4.17 si nota come la sovrapposizione dei 160 impulsi nel punto di osservazione ubicato in un punto del settore attivo determini una durata effettiva inferiore, che nell'esempio riportato è

di circa 100 μ s. Questo effetto produce una riduzione del rapporto segnale rumore, essendo inferiore il tempo di integrazione degli impulsi, ma nel contempo dà al sistema una maggiore capacità di risoluzione in distanza. Questa riduzione della durata dell'impulso non influenza la larghezza del fascio, perché, relativamente a questa durata e al conseguente valore del rapporto segnale rumore, l'interferenza costruttiva degli impulsi alla frequenza associata alla direzione di puntamento mantiene lo spettro angolare come mostrato nella Fig. 4.10 e nella Fig. 4.11.

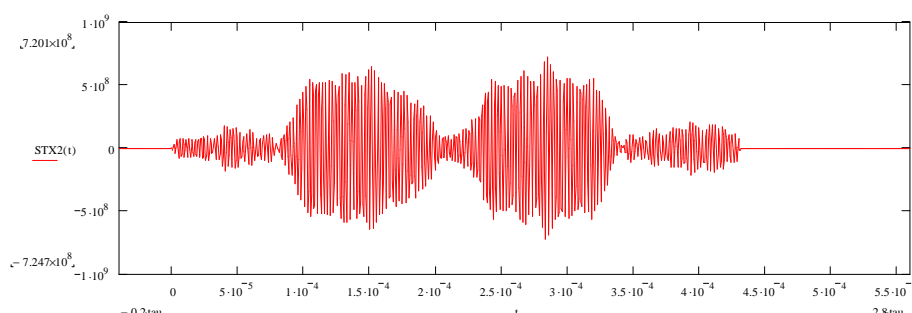


Fig. 4.18 Segnale d'eco nel fascio puntato a 33° in presenza di due punti fortemente riverberanti separati in range di soli 10 cm; durata reale dell'impulso trasmesso di 200 μ s

Nella Fig. 4.18 si nota come il sistema presenti una risoluzione in range determinata dalla durata effettiva dell'impulso. La durata reale dell'impulso è infatti di 200 μ s e i due punti riverberanti sono ubicati nel fascio a due diverse distanze con una separazione in range di soli 10 cm; si nota dalla figura che l'eco presenta due subimpulsi di durata effettiva di 100 μ s nettamente separati nel

tempo. Il rivelatore DFT della frequenza associata al fascio in esame presenta l'evoluzione temporale dell'ampiezza della riga spettrale mostrata in Fig. 4.19; si nota la detezione dei due punti riverberanti.

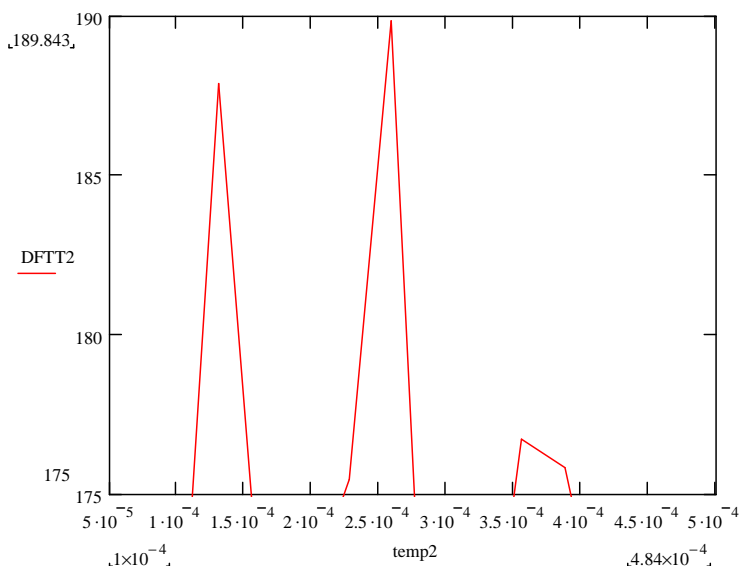


Fig. 4.19 Evoluzione temporale dell'uscita in deciBel del rivelatore DFT applicato al segnale mostrato in

Fig. 4.18

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

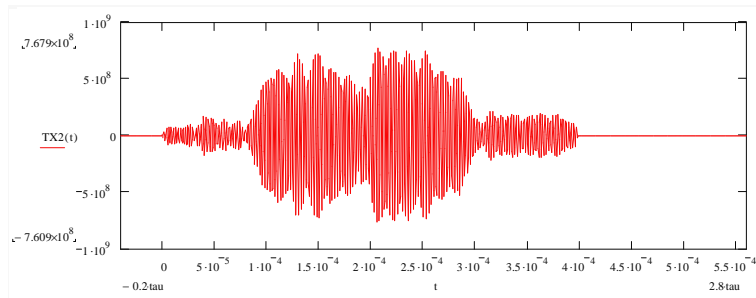


Fig. 4.20 Segnale d'eco nel fascio puntato a 41° in presenza di due punti fortemente riverberanti separati in range di soli 7.5 cm; durata reale dell'impulso trasmesso di 200 μ s

Nella Fig. 4.20 è mostrato il segnale d'eco del fascio puntato a 41° in presenza di due punti riverberanti separati in range di soli 7.5 cm. Si nota che la durata dell'impulso è eccessiva per separare nettamente i due riverberi, tuttavia il processore DFT anche se non applicato alla durata ottima dell'impulso riesce a separare i due pixel, come si nota in Fig. 4.21.

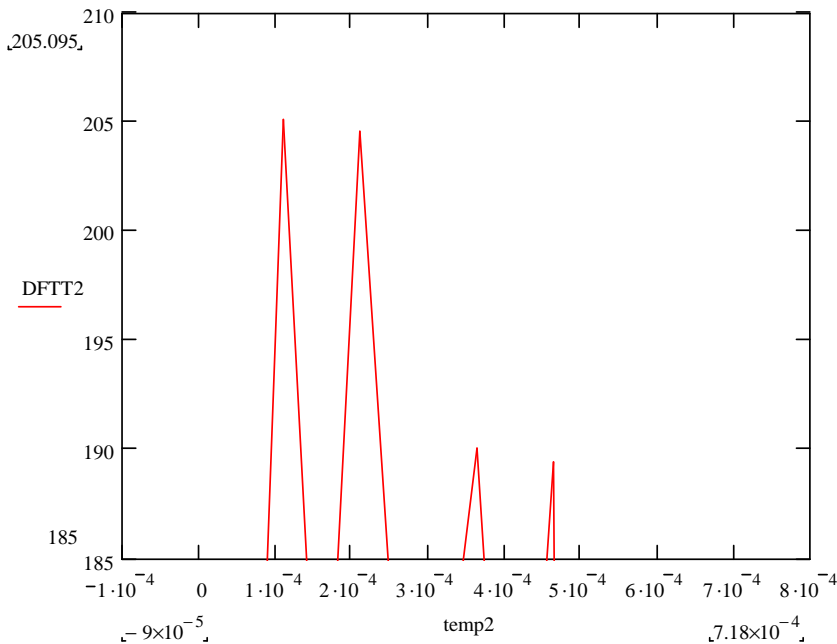


Fig. 4.21 Evoluzione temporale dell'uscita in deciBel del rivelatore DFT applicato al segnale mostrato in Fig. 4.20

La risoluzione in range, così come quella angolare del sistema basato sul beamforming angolo-frequenza dipende dalla direzione di puntamento. Il fascio puntato a 26° presenta la massima risoluzione angolare e la minima risoluzione in range; il fascio puntato a 41° presenta la minima risoluzione angolare e la massima risoluzione in range. Per queste caratteristiche è opportuno che il TX del sistema

misto (fasci angolo-frequenza in trasmissione e fasci convenzionali in ricezione) sia realizzato con due antenne lineari disposti in maniera tale da annullare le differenze di risoluzione.

IV.3 Conclusioni

La funzione di illuminazione del trasmettitore cui è applicato il beamforming angolo-frequenza è caratterizzata dalle seguenti proprietà:

- Nel settore angolare illuminato il guadagno d'antenna e quindi il conseguente rapporto segnale-rumore varia da un massimo in corrispondenza del puntamento a 26° ad un minimo in corrispondenza del puntamento a 41° , a causa della parziale sovrapposizione degli impulsi emessi dai singoli sensori dell'antenna.
- La risoluzione angolare, per la particolare associazione angolo-frequenza, varia da un massimo (che compete al fascio puntato a 26°) ad un minimo (che compete dal fascio puntato a 41°) ed è indipendente dalla relazione temporale fra impulsi fintantoché esiste una durata effettiva sufficiente.
- La risoluzione in range dipende dalla durata effettiva dell'impulso trasmesso; questa dipende dall'angolo di puntamento; pertanto la risoluzione in range varia da un massimo che compete all'angolo di puntamento di 41° ad un minimo che compete all'angolo di puntamento di 26° .

Capitolo IV
Una tecnica di Beam Forming finalizzato all'Imaging Acustico:
l'angolo-frequenza

L'interazione meccanica fra i singoli sensori dell'array di 160 elementi costituente la parte trasmittente del sistema e la risposta acustica dell'antenna sia in aria che in acqua sono state valutate con l'utilizzo di algoritmi agli elementi finiti per la risoluzione delle equazioni differenziali che descrivono la propagazione del campo di pressione in mezzi o strutture non omogenei (Fig. 4.22).

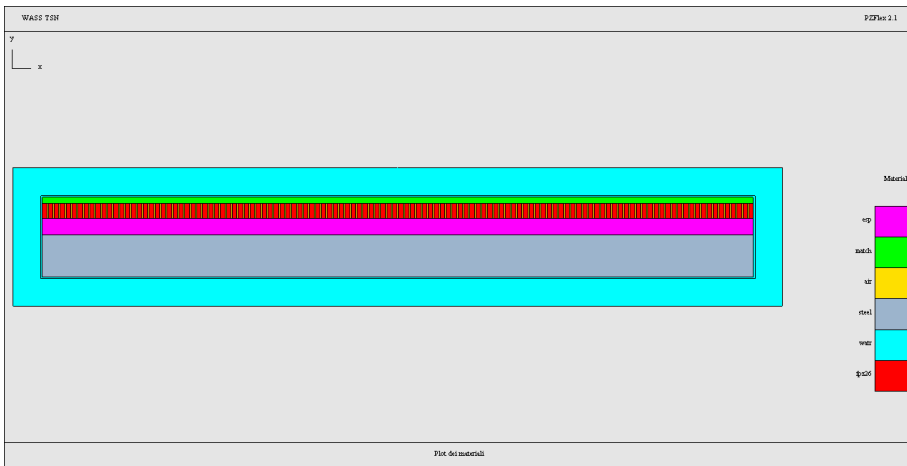


Fig. 4.22 Sezione trasversale dell'antenna di 160 elementi

Capitolo V

La Ricostruzione dell'Immagine

Nella fase di ricostruzione dell'immagine processi di beam forming analoghi a quelli descritti nei capitoli precedenti sono stati applicati agli array di sensori costituenti la parte ricevente del sistema acustico.

In ricezione i segnali d'eco captati dai diversi sensori sono stati opportunamente combinati per determinare la forma d'onda del segnale backscatterato dai diversi pixel, la riflettività dei quali è stata associata al valore dell'ampiezza del campione della FFT alla frequenza di trasmissione; l'immagine è stata ricostruita per sezioni adiacenti, spazialmente separate di un range dipendente dalla forma d'onda del segnale trasmesso.

La ricostruzione dell'immagine acustica di un oggetto insonificato da un campo di pressione generato da un array trasmittente di sensori a partire dai dati rilevati con un array di idrofoni è legata alla capacità di misurare il livello di riflettività dei singoli pixel dell'oggetto. La matrice dei dati raccolti dall'ambiente ha tre dimensioni, le tre coordinate per il posizionamento del generico pixel, e una quarta legata al livello di riflettività. Generalmente lo spazio viene suddiviso in sezioni adiacenti separate, nella direzione dell'onda di illuminazione, di una distanza legata alla risoluzione

spaziale del sonar, che a sua volta dipende dalla particolare codifica del segnale trasmesso. Poiché la distribuzione nello spazio degli elementi che costituiscono l'oggetto illuminato si determina attraverso la stima dei tempi di ritardo dell'eco dai diversi pixel, se non si conosce la velocità di propagazione dell'onda attraverso i diversi strati, non è possibile ricostruire correttamente la forma dell'oggetto. Generalmente operando ad alta frequenza, come nei sistemi di imaging ad alta risoluzione, la penetrazione dell'onda all'interno dell'oggetto è minima poiché è alto il valore del coefficiente α di assorbimento dell'energia associata all'onda acustica incidente e l'oggetto è ricostruito a partire dalla forma della superficie esterna illuminata; la parte in ombra infatti non partecipa in queste condizioni operative allo scattering.

Quando l'oggetto è fermo e non si ha l'esigenza di avere immagini con tempi d'aggiornamento molto brevi, il sistema sonar può scandire per punti l'oggetto con fasci pencil beam in grado di ridurre l'effetto di riverbero indesiderato e migliorare il rapporto segnale rumore. Per ridurre la complessità dell'apparato ricevente, s'impiegano fasci fan beam, incrociando gli assi nelle due diverse fasi di trasmissione e di ricezione.

Per oggetti in movimento, oppure oggetti fermi ma sonar in movimento, occorre allargare la banda di frequenza per analizzare le componenti spettrali che risultano traslate per effetto doppler. La ricostruzione dell'immagine di oggetti ravvicinati richiede la focalizzazione dell'energia acustica per la formazione dei fasci di radiazione a breve distanza, questo complica sia la fase di trasmissione, nella quale deve essere possibile l'accesso al singolo sensore dell'array trasmittente, sia la fase di ricezione perché la formazione del fascio di ricezione va fatta per punti, oppure per angolo con correzione non lineare della fase.

Supponendo di aver illuminato l'ambiente con un'onda sferica con centro di fase nell'origine del sistema di riferimento cartesiano (X,Y,Z), la riflettività di un pixel di coordinate spaziali (x,y,z) alla frequenza di interesse f è data da

$$\sigma(f, x, y, z) = \left| \sum_{k=0}^M \left[\sum_{i=0}^N x(k \cdot t_c - t_d(i, x, y, z), i) \right] \cdot e^{-j2\pi f k t_c} \right|^2$$

in cui con x si indica il segnale d'eco raccolto dal sensore i -esimo opportunamente ritardato per combinarlo in fase con gli altri sensori dell'array ricevente di N elementi.

Relativamente al pixel di scattering ubicato nel punto (x,y,z) il fascio temporale è stato campionato con passo t_c adeguato alla frequenza f trasmessa. Tramite un operatore DFT applicato sulla sequenza di campioni del fascio ne è stato valutato il livello spettrale.

Sul dato grezzo della riflettività si possono applicare filtri spaziali per lo smoothing dell'immagine e algoritmi per facilitare la detenzione dei contorni.

V.1 – Il Beam Forming in Ricezione

Nella fase di ricezione i segnali captati dai singoli sensori facenti parte dell'array ricevente del sistema acustico sono stati opportunamente combinati secondo processi di beam forming applicati ai segnali d'eco analoghi a quelli descritti nei capitoli precedenti e relativi agli array trasmettenti.

Nel primo caso di sistema che in fase di trasmissione utilizza fasci di tipo *pencil* – lobi preformati la cui forma è pertinente alla geometria dell'array e alla frequenza di lavoro utilizzata – per insonificare l'ambiente da investigare, se l'impulso trasmesso è un impulso sinusoidale a inviluppo rettangolare, allora l'energia dell'eco è collegata a una sola frequenza, per cui il panorama acustico PAN – e i livelli di riflettività – sarà proprio determinato dall'ampiezza della riga frequenziale alla frequenza del segnale trasmesso.

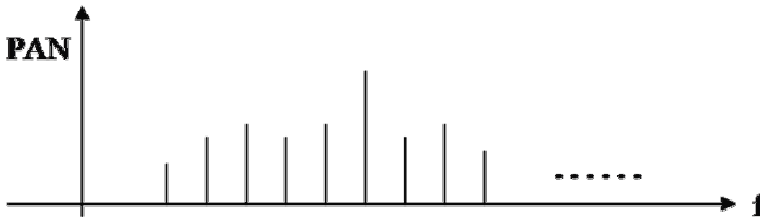


Fig. 5.1 Righe spettrali del panorama acustico

$$PAN(\vartheta, f) = 20 \log_{10} \left| \sum_{i=1}^N Beam(iT_c, \vartheta) e^{-j2\pi f i T_c} \right|$$

Se l'impulso trasmesso è un impulso modulato in frequenza a larga banda, allora l'energia dell'eco è ottenuta integrando il Beam su tutta la banda. Se N_k è il numero di righe che sono nella banda del segnale, il panorama acustico PAN sarà

$$PAN(\vartheta) = 20 \log_{10} \sum_{k=1}^{N_k} \left| \sum_{i=1}^N Beam(iT_c, \vartheta) e^{-j2\pi i T_c} \right|$$

Tuttavia a causa degli elevati costi computazionali correlati a tecniche di beam forming che fanno uso di fasci di tipo *pencil*, nella fase realizzativi del progetto di ricerca si è optato, una volta valutate le analoghe prestazioni, le ridotte dimensioni geometriche dell'antenna e il risparmio in termini di processi computazionali, per l'utilizzo dell'antenna per imaging acustico che utilizza la metodologia di formazione fasci *angolo-frequenza*. Piuttosto però che adattare la finestra del processore DFT all'angolo di puntamento come è uso per i sistemi che utilizzino la codifica in frequenza della forma d'onda per ottimizzare il comportamento del ricevitore, si è fatto uso di due antenne trasmettenti per compensare le disuniformi risoluzioni angolari e in range nel settore attivo, così come descritto nel capitolo precedente.

Dato un insieme di N sensori equispaziati con passo d lungo una linea retta coincidente con l'asse X (Fig. 5.2) ed un'onda piana monocromatica di frequenza f incidente sull'array di sensori con un angolo ϑ rispetto all'asse Y, si determina lungo X un'oscillazione spaziale della fase dei segnali dei sensori con frequenza spaziale pari $\sin(\vartheta)/\lambda$.

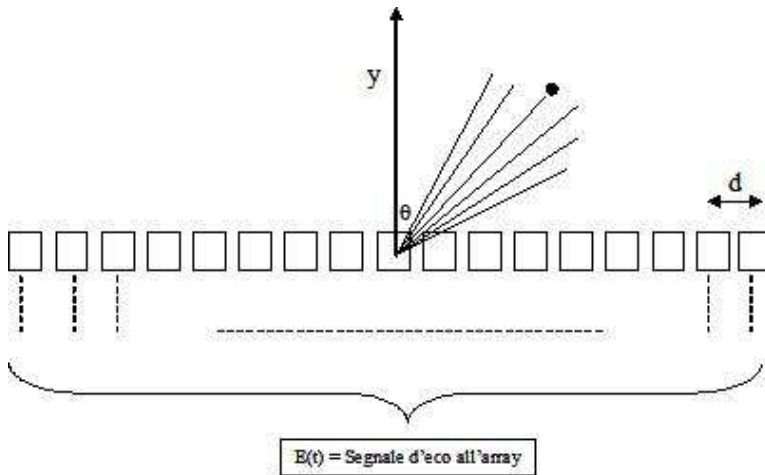


Fig. 5.2 Direzione di provenienza del segnale d'eco $E(t)$ all'array di sensori riceventi

La variazione di fase fra due sensori adiacenti risulta:

$$\varphi(d, f, \vartheta) \equiv \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\vartheta) \equiv \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot \sin(\vartheta) \cdot d$$

essa dipende da d , f , ϑ .

Fissato un limite superiore alla frequenza di lavoro (f_{\max}) in maniera tale che il passo d possa essere opportunamente determinato ($d = c/2f_{\max}$); risulta così

$$f \cdot \sin(\vartheta) \equiv \frac{c \cdot \varphi}{2\pi \cdot d}$$

cioè il prodotto fra la frequenza ed il seno dell'angolo di incidenza dell'onda piana è costante per un fissato valore dello sfasamento φ fra due sensori adiacenti. Nel piano $f, u = \sin(\vartheta)$, esiste dunque una corrispondenza biunivoca lungo un'iperbole equilatera fra le direzioni di incidenza dell'onda e la frequenza della sua oscillazione temporale.

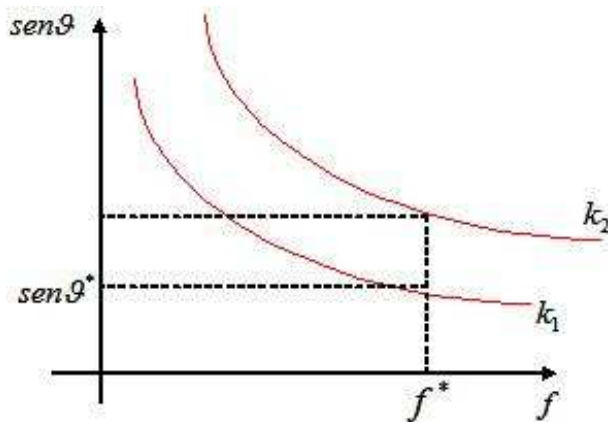


Fig. 5.3 Corrispondenza fra le direzioni d'incidenza dell'onda e le sue oscillazioni temporali

Poiché la fase varia ciclicamente lungo l'array di sensori, una volta stabilita la variazione di fase φ fra due sensori adiacenti, nell'insieme

N dei sensori è possibile stabilire una relazione di equivalenza rispetto alla fase, in base alla quale l'insieme quoziente fornisce una cortina virtuale di numero ridotto di elementi da rifasare in base al valore di φ . Ad esempio se stabiliamo $\varphi = 0.5\pi$, allora dalla (1) si ottiene

$$f \cdot \sin(\vartheta) \equiv \frac{c}{4 \cdot d}$$

e le classi di equivalenza si ottengono raggruppando i sensori distanti fra loro $4d$ (collegamento elettrico dei corrispondenti segnali). La prima classe comprende i sensori 1,5,9,13,..., la seconda classe i sensori 2,6,10,14,..., la terza 3,7,11,15,..., la quarta classe infine i sensori 4,8,12,16,...; queste quattro classi rappresentano una cortina virtuale di 4 sensori da "beamformare" su tutta la banda di interesse, con sfasamento di 90° fra due sensori virtuali successivi, cioè nell'ordine $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ, 270^\circ$. La banda di interesse ha il limite superiore definito da f_{\max} ed il limite inferiore determinato dal settore angolare che si intende osservare. Infatti dall'equazione precedente si ricava

$$f \equiv \frac{f_{\max}}{2 \cdot \sin(\vartheta)}$$

e affinché ϑ abbia valori reali occorre che sia $f \geq 0.5 \cdot f_{\max}$; d'altra parte la banda considerata ha il limite superiore dato da f_{\max} , per cui risulta limitato il settore angolare che il beamformer virtuale può esplorare; nel caso di una distribuzione in classi come quella sopra esposta, dall'equazione precedente si ricava che il settore angolare ha un puntamento compreso fra 30° e 90° . Ci vorrebbe una banda infinita per poter esplorare tutto il quadrante angolare.

Con l'associazione frequenza-angolo definita dalla equazione $f \equiv f_{\max} / 2 \cdot \sin(\vartheta)$ è come se nello spazio dei sensori virtuali tutto il panorama acustico reale del settore 30° - 90° fosse compresso in un'onda piana di banda $0.5 \cdot f_{\max}$ incidente sull'antenna virtuale con un angolo di 30° rispetto all'asse. Lo spettro di quest'onda replica il panorama acustico ambientale. Per fare un altro esempio, supponiamo di stabilire uno sfasamento φ fra due sensori successivi pari a $60^\circ = \pi/3$. Applicando questo valore alla equazione

$$f \cdot \sin(\vartheta) \equiv \frac{c \cdot \varphi}{2\pi \cdot d}$$

si ricava

$$f \cdot \sin(\vartheta) \equiv \frac{c}{6 \cdot d}$$

e si realizza un array virtuale di 6 elementi da beam-formare con gli angoli 0° , 60° , 120° , 180° , 240° , 300° . Tutto il panorama acustico reale che ora va da 19.6° a 90° è compresso in un'onda piana di banda $\frac{2}{3} \cdot f_{\max}$ incidente sull'antenna virtuale con un angolo di 19.6° . Si nota ora la maggior banda di frequenza richiesta al trasduttore reale. Se $E(t)$ è il segnale d'eco ricevuto ai singoli sensori costituenti l'array

$$E(t) = \sum_i x_i(t)$$

ed f_k è una delle k frequenze alle quali è stato trasmesso il segnale dagli array di sensori trasmettenti, vista la corrispondenza

frequenza-angolo operando 16 DFT, una per ogni frequenza f_k , è possibile ricostruire il panorama acustico

$$PAN_k = 20 \log_{10} \left| \sum_{i=0}^N E(i, T_c) e^{-j2\pi f_k i T_c} \right|$$

Nella Fig. 5.4 è mostrato il panorama acustico ambientale, dominato da due target potenti su rumore non isotropico. Le posizioni angolari dei target sono 32° e 41° . La banda di frequenza impiegata va da 424 kHz a 600 kHz. Il settore angolare visibile dal beamformer angolo-frequenza va da 30° a 90° . Si nota che entrambi i beamformer rivelano ai corretti angoli i due target (Fig. 5.5).

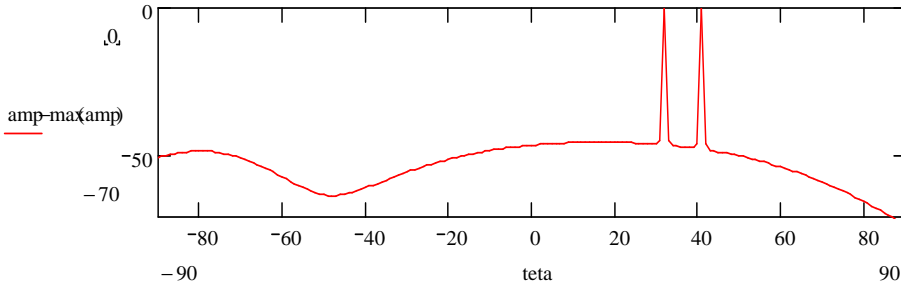


Fig. 5.4 Panorama acustico ambientale simulato

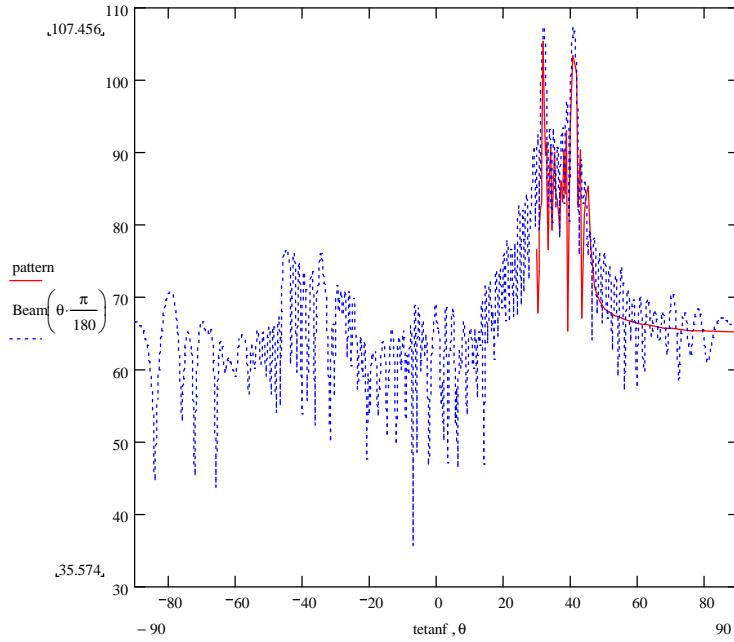


Fig. 5.5 Panorama acustico ottenuto con beamformer convenzionale (colore blu) di 121 elementi e con beam former angolo-frequenza con sfasamento di 90° fra i 4 gruppi di 32 elementi

V.2 – La Ricostruzione dell'Immagine a partire da dati sintetici

La validità del processo di ricostruzione dell'immagine a partire dai dati acustici grezzi è stata confermata anche in simulazione.

Il programma di simulazione utilizzato impiega algoritmi agli elementi finiti per la soluzione delle equazioni differenziali che descrivono il fenomeno della propagazione e della riverberazione in mezzi disomogenei.

La simulazione è stata applicata ad un dominio bidimensionale nel quale l'antenna lineare di 160 elementi descritta nel capitolo precedente emette un impulso sinusoidale di durata finita a inviluppo rettangolare alla portante di 500 kHz.

L'antenna è disposta con il suo allineamento perpendicolarmente ad un fondo sabbioso e in un ambiente marino con caratteristiche termiche e di densità assunte isotropiche.

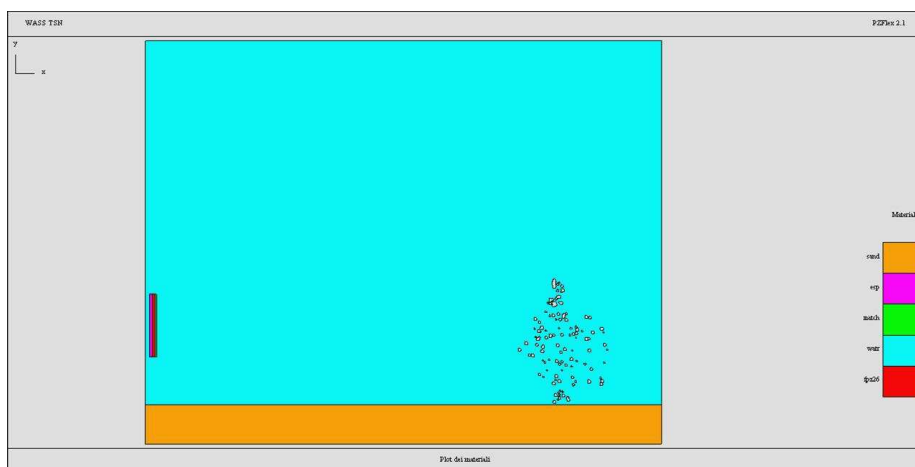
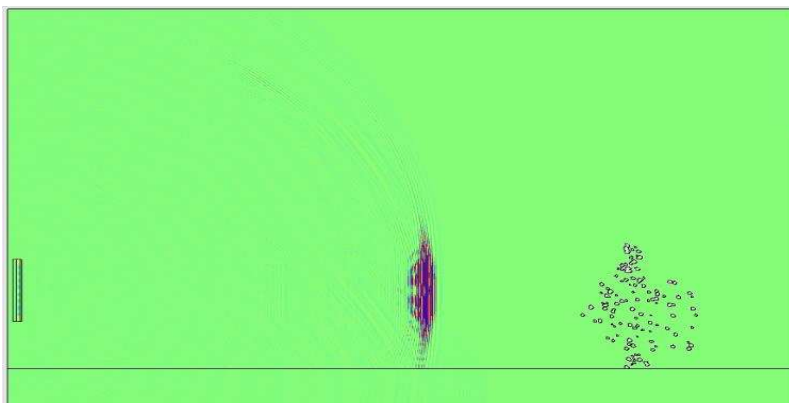
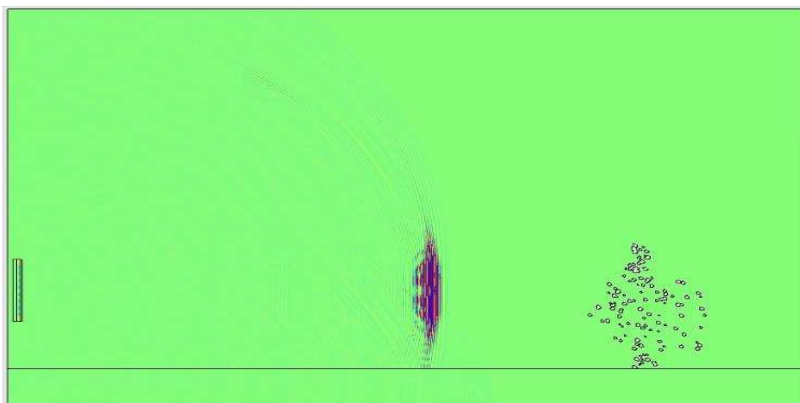


Fig. 5.6 Schema di simulazione di una emissione gassosa sottomarina

Capitolo V
La Ricostruzione dell'Immagine



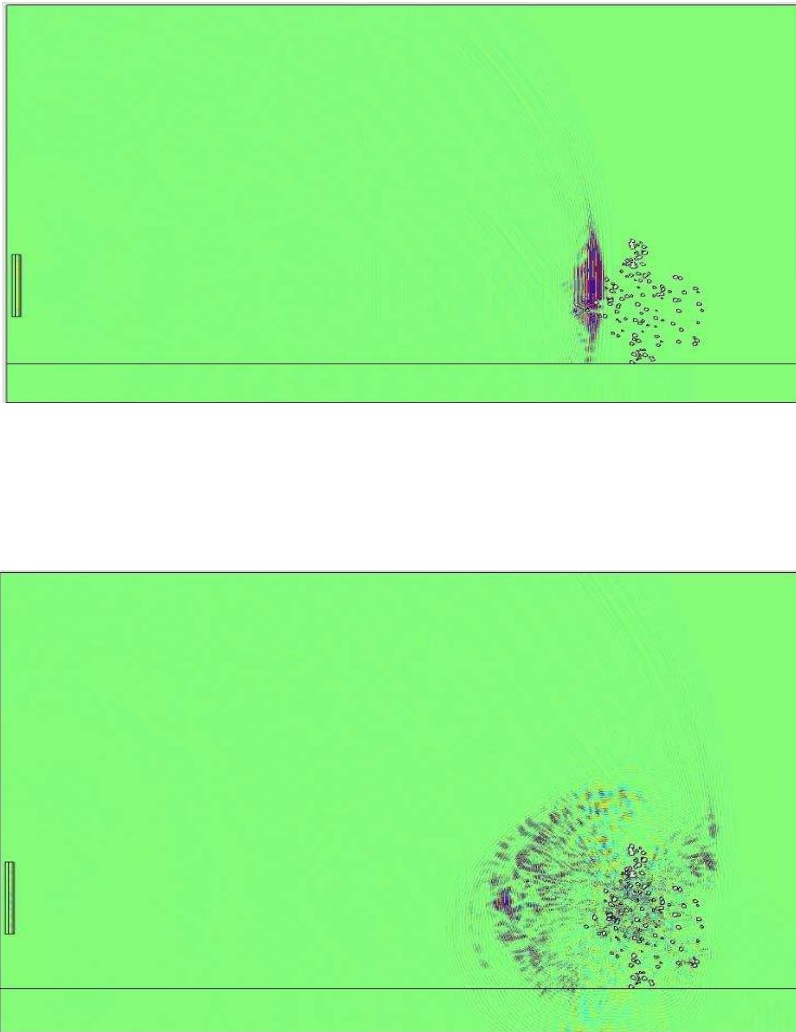


Fig. 5.7 Propagazione del campo acustico nel mezzo

A distanza di circa un metro è presente nel mezzo una discontinuità di impedenza acustica causata da una distribuzione casuale volumetrica di bolle d'aria del diametro variabile in modo uniforme da un valore minimo di pochi millimetri a un valore massimo di qualche centimetro.

L'onda che si propaga nel mezzo è localmente piana nella regione della discontinuità e lo scattering che si determina assume la caratteristica d'insieme avente i connotati di una re-irradiazione a superficie d'onda quasi sferica, come si nota nella sequenza d'immagini sotto riportata.

Nel mezzo è presente anche un array di idrofoni in prossimità di quello trasmettente per rilevare con un sistema bi-statico le caratteristiche dell'eco e ricostruire l'immagine dell'oggetto scatterante. Gli echi rilevati dai 15 idrofoni sono riportati nelle figure successive nelle quali si nota il passaggio dell'onda diretta, dopo poco tempo, la cui ampiezza cambia da idrofono a idrofono a seconda della sua posizione rispetto al diagramma di direttività dell'antenna trasmettente. In seguito, su ognuno di essi giunge l'eco della nuvola di bolle che si presenta disperso temporalmente e modulato in ampiezza con andamento randomico in relazione alla casualità della distribuzione dei diametri delle bolle nella nuvola.

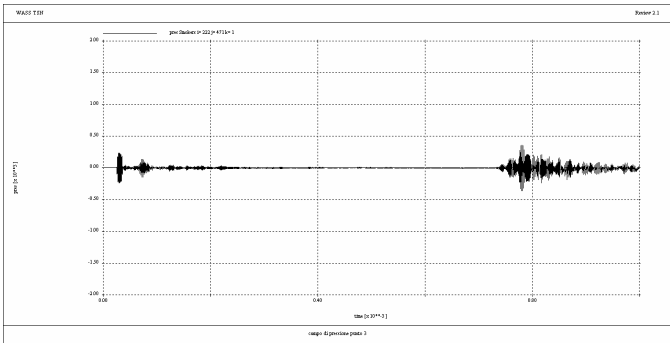
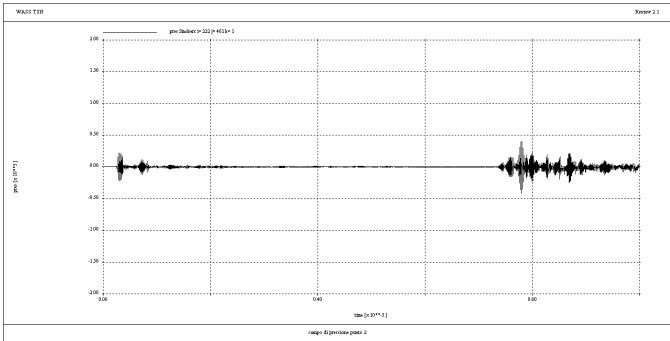
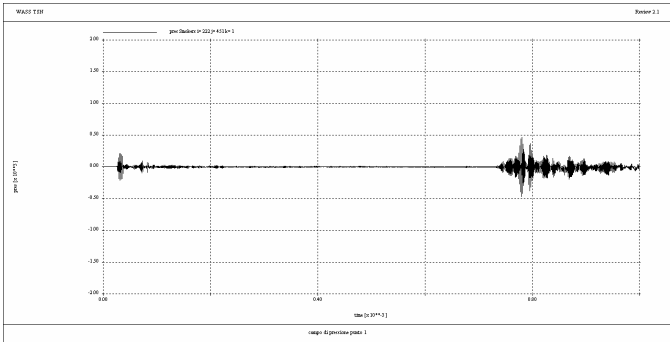
Le condizioni al contorno sulle superfici limiti del dominio bidimensionale sono state caratterizzante dall'assorbimento forte del campo acustico incidente allo scopo di evitare riflessioni che avrebbero potuto inquinare l'eco della nuvola. In realtà questa condizione è abbastanza aderente a quella operativa, perché il fascio di illuminazione acustica ad alte frequenze è molto direttivo e se ben orientato evita la partecipazione delle superfici.

I dati temporali grezzi rilevati con gli idrofoni insieme a quelli geometrici confermano la correttezza dell'ubicazione dell'array di

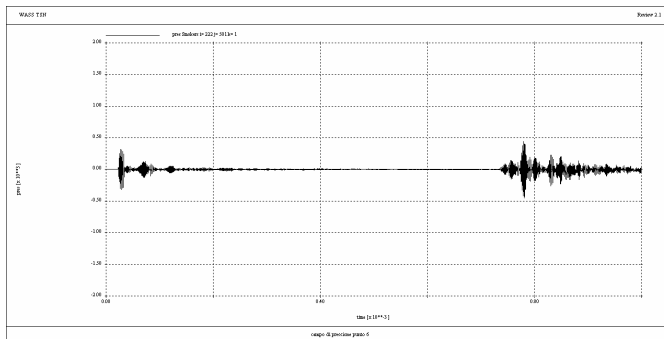
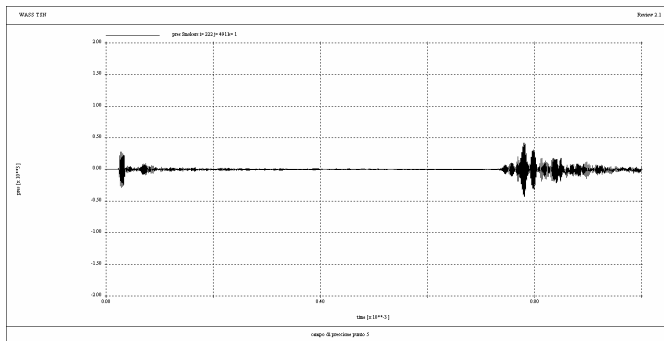
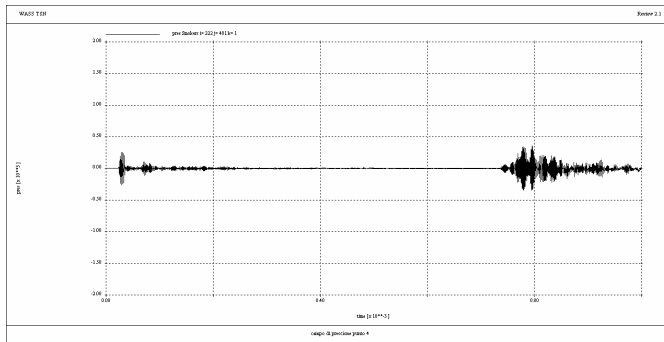
sensori e della distribuzione randomica di bolle d'aria - flusso idrotermale - all'interno del mezzo di propagazione e forniscono i dati di input all'algoritmo per il calcolo del coefficiente di riflettività acustica dei pixel della generica sezione di immagine. Nel caso del flusso idrotermale la stima relativa all'ubicazione e alla distribuzione spaziale è basata sul ritardo dell'eco.

Nell'esempio qui riportato la sezione di immagine è un segmento verticale perché la simulazione è in 2D. Come si può notare nella Fig. 5.9 la nuvola è ben individuata dallo scattering. L'immagine riportata presenta in una scala monocromatica (in rosso) il livello in deciBel del coefficiente di riflettività dei pixel. In tutte le sezioni verticali che coprono una regione che si estende in range circa 50 cm con passo 0.5 cm. L'immagine non riproduce esattamente la nuvola nella sua configurazione discreta anche per la frequenza non sufficientemente alta adottata, ma nell'insieme descrive correttamente il volume di scattering e in certi punti esprimendone anche il carattere discreto. L'algoritmo di ricostruzione dell'immagine non ha fatto uso di metodi di smoothing e di edge-detection perché il tipo di oggetto da rilevare non si presta all'impiego di queste tecniche che invece risultano preziose in altre applicazioni nelle quali è fondamentale rilevare in oggetti irregolarità della superfici (fratture) o sporgenze sottili che si staccano da un insieme continuo e regolare della funzione di scattering.

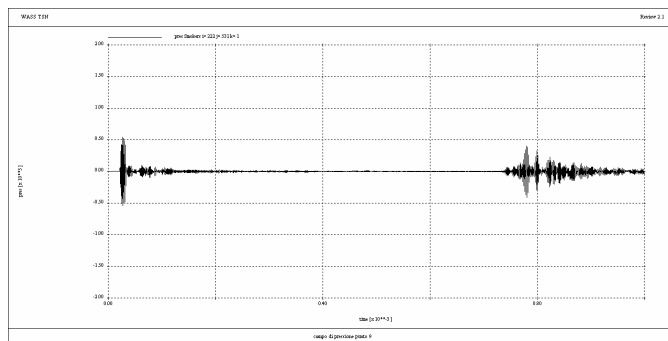
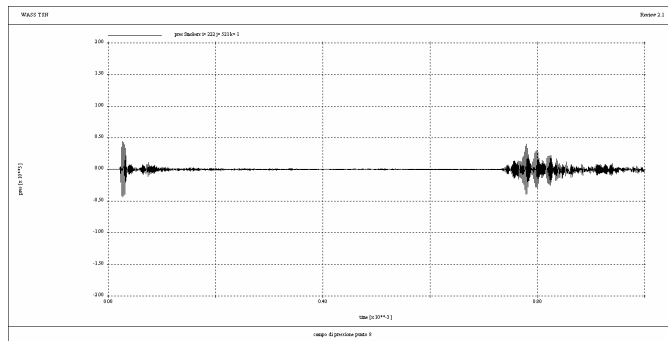
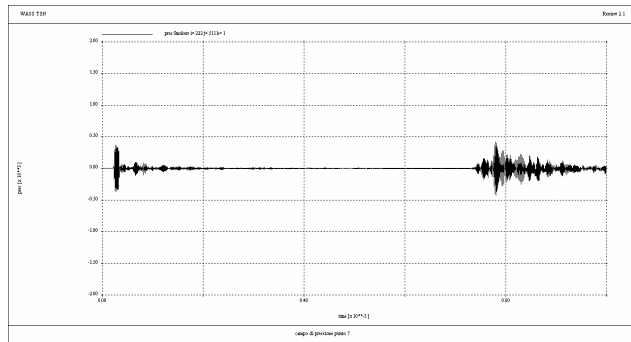
Capitolo V
La Ricostruzione dell'Immagine



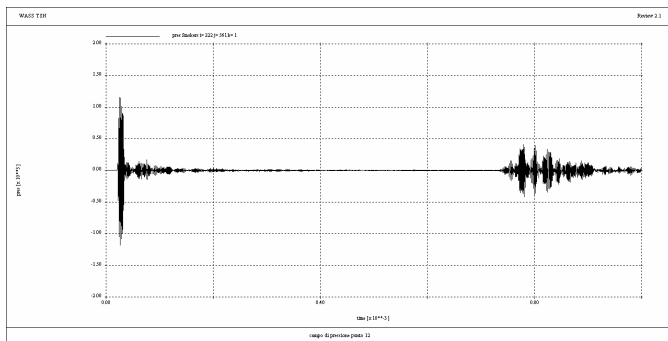
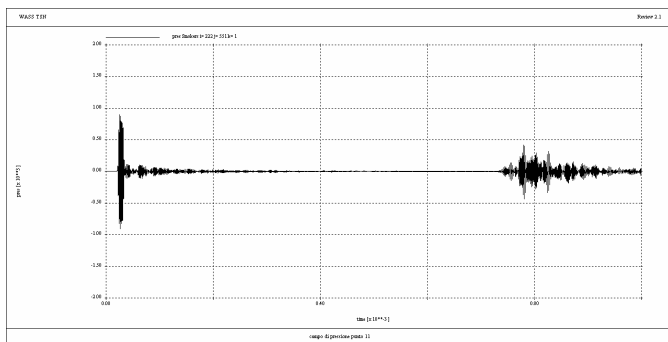
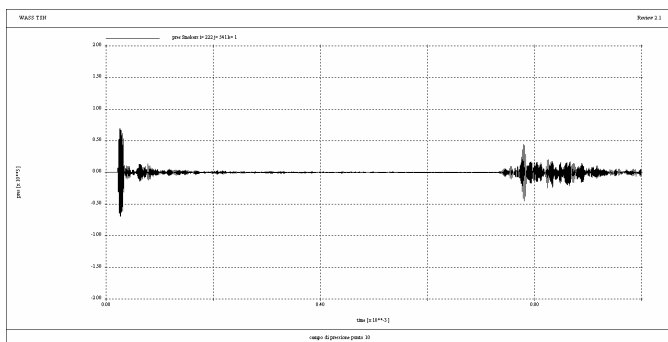
Capitolo V *La Ricostruzione dell'Immagine*



Capitolo V *La Ricostruzione dell'Immagine*



Capitolo V *La Ricostruzione dell'Immagine*



Capitolo V

La Ricostruzione dell'Immagine

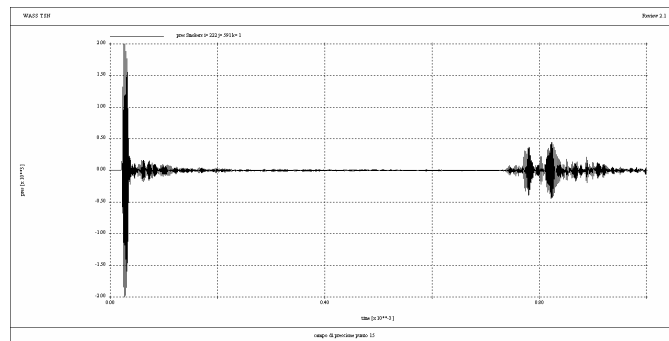
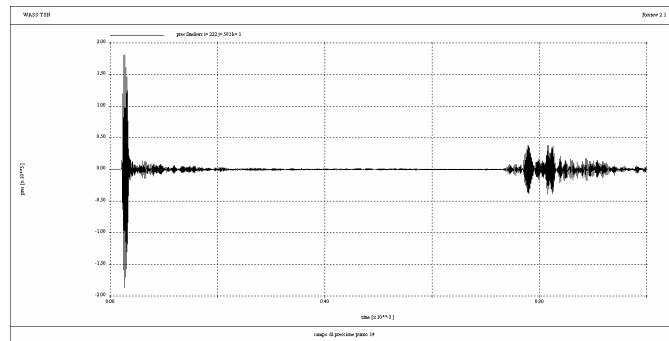
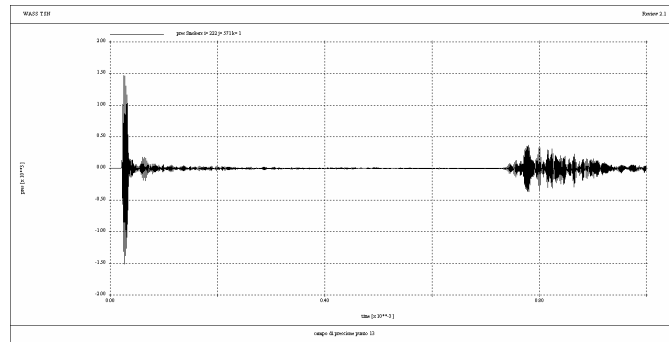


Fig. 5.8 Segnali temporali back scatterati registrati all'idrofono

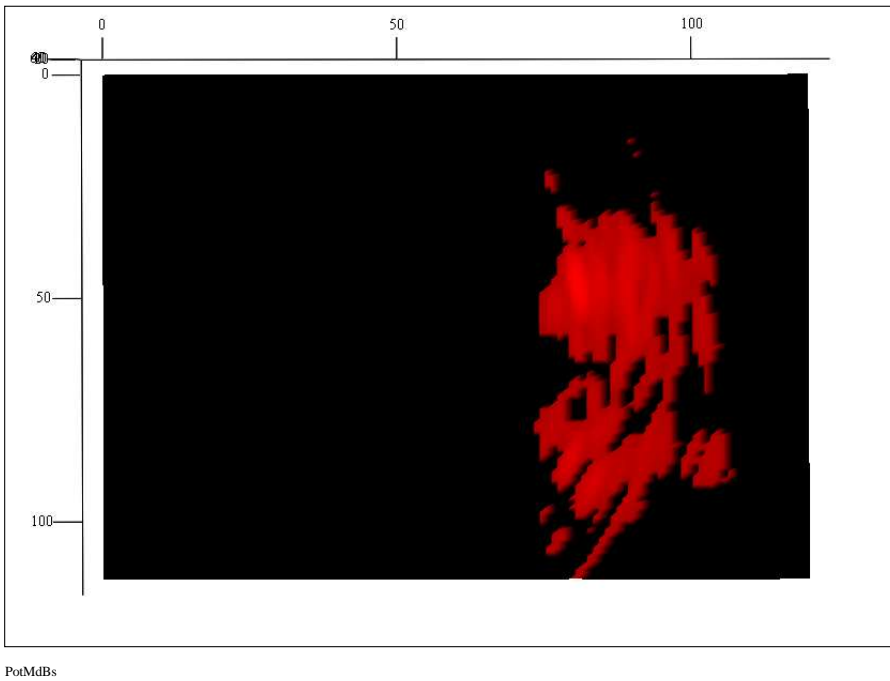


Fig. 5.9 Immagine di un flusso idrotermale sottomarino ricostruita a partire dai segnali scatterati

V.3 – La Ricostruzione dell'Immagine a partire da dati sperimentali

Nella fase realizzativa del progetto di ricerca il processo di beam forming *angolo-frequenza* descritto nel capitolo precedente e applicato all'array lineare di 160 elementi, unitamente all'algoritmo di ricostruzione dell'immagine che utilizza il livello di riflettività dei

segnali d'eco riflessi da una discontinuità di qualsiasi genere presente in un mezzo di propagazione isotropico e descritto in questo capitolo, sono stati applicati a due set di dati sperimentali raccolti in due scenari ambientali differenti.

Nel primo caso una discontinuità di forma più o meno sferica rappresentata da una struttura cava in alluminio del diametro di circa 60 cm è stata inserita in un ambiente controllato in temperatura e salinità.

L'antenna per l'imaging acustico è stata posizionata a circa 7 metri di distanza dall'oggetto ed entrambi a una profondità di circa 3 metri sia dal livello libero della colonna d'acqua che dal fondo della struttura di misura.

Le condizioni di misura in ambiente controllato sono sicuramente peggiorative rispetto a condizioni di misura sperimentali effettuate in ambiente reale. Ciò è dovuto sia alla rumorosità dell'ambiente in cui si eseguono le misure sia soprattutto alla limitatezza del canale acustico nel quale, a causa della vicinanza delle superfici limite – superficie libera, fondo, boundary laterali –, risulta molto complicato discriminare i segnali d'eco scatterati dall'oggetto di cui si intende ricostruire l'immagine da quelli invece risultanti dall'interazione dell'onda acustica generata dall'antenna trasmittente del sistema con i boundary del laboratorio di misura che, data la grande differenza di impedenza acustica rispetto al mezzo di propagazione, hanno un alto potere riflettente.



Fig. 5.10 Prove di valutazione dei processi di ricostruzione dell'immagine su un ostacolo immerso in ambiente controllato

L'immagine, ricostruita secondo i processi di ricostruzione dell'immagine a partire dai segnali d'eco descritti in questo capitolo e utilizzando i processi di beam forming sia in fase di trasmissione che in fase di ricezione, ha mostrato la validità delle metodologie e degli strumenti definiti. La Fig. 5.10 mostra i risultati della sperimentazione in cui si distinguono l'immagine registrata real time (sinistra) e quella post elaborazione (destra).

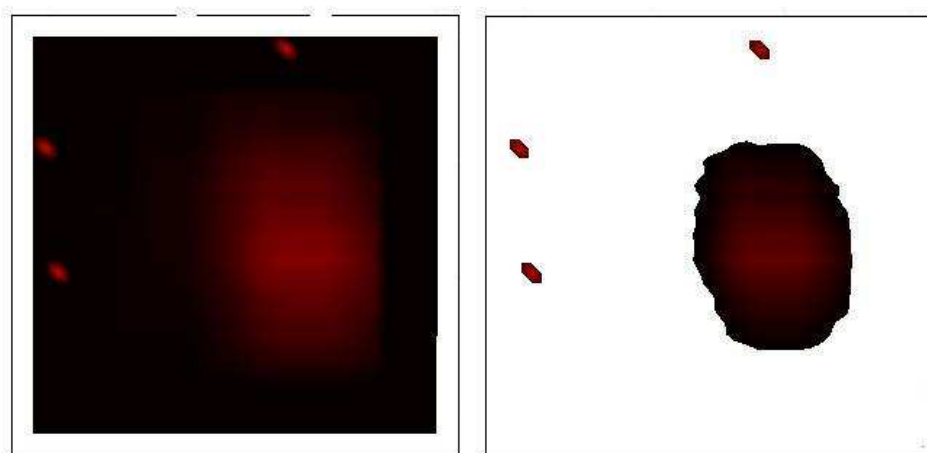


Fig. 5.11 Immagini acustiche dell'oggetto installato in ambiente controllato pre (sinistra) e post (destra) elaborazione

Nel secondo caso l'affidabilità e l'accuratezza dei processi di beam forming e la capacità degli algoritmi di ricostruzione dell'immagine disegnati in questo lavoro di ricerca sono stati applicati a un ambiente di misura reale.

Le prove di valutazione sono state eseguite installando il sistema per imaging acustico (Fig. 5.12, (a)) nel lago del Brasimone unitamente a un ostacolo a forma di parallelepipedo (Fig. 5.12, (b)) posizionato a varie distanze dall'antenna.

Nonostante l'ambiente reale, le condizioni operative sono state sfavorevoli, a causa della notevole torbidità che presentava la massa d'acqua in occasione delle prove di valutazione (Fig. 5.12, (c)) e ciò ha comportato che i valori di riflettività dei segnali d'eco siano stati compromessi a causa del valore elevato del coefficiente di

assorbimento in particolare alle alte frequenze di lavoro utilizzate (da 400kHz a 600kHz).



(a) – Sistema di Misura per Imaging Acustico



(b) - Ostacolo



(c) - Immersione del Sistema per Imaging Acustico

Fig. 5.12 Fasi di installazione del sistema per imaging acustico nel Lago del Brasiamone (a, b, c)

Nonostante le condizioni dell'ambiente di misura non favorevoli seppure reali, l'immagine (Fig. 5.13) è stata ricostruita secondo gli algoritmi più volte descritti, confermando i risultati incoraggianti già ottenuti in ambiente controllato.

Nella Fig. 5.13, che mostra i risultati ottenuti a partire dai dati reali registrati, si distinguono l'immagine dell'ostacolo rilevata real time (Fig. 5.13 sinistra) e quella post elaborazione (Fig. 5.13 destra). Nonostante la torbidità del mezzo di propagazione in occasione delle misure, i risultati evidenziano comunque il miglioramento della qualità dell'immagine dovuto all'ambiente reale in cui, a differenza di quello controllato del paragrafo precedente, i boundary layer interferiscono in modo meno compromettente.

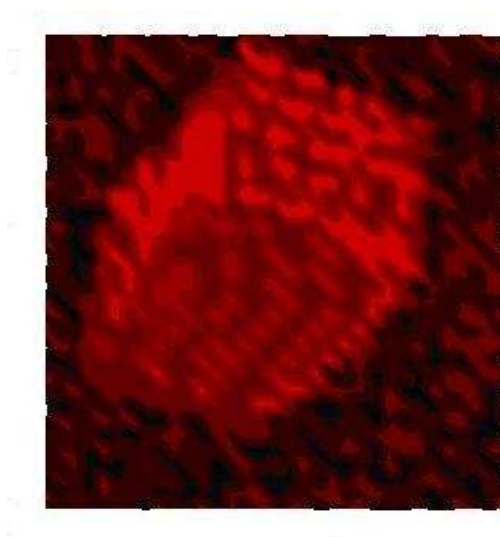


Fig. 5.13 Immagine acustica real time
dell'oggetto installato nel
lago del Brasimone

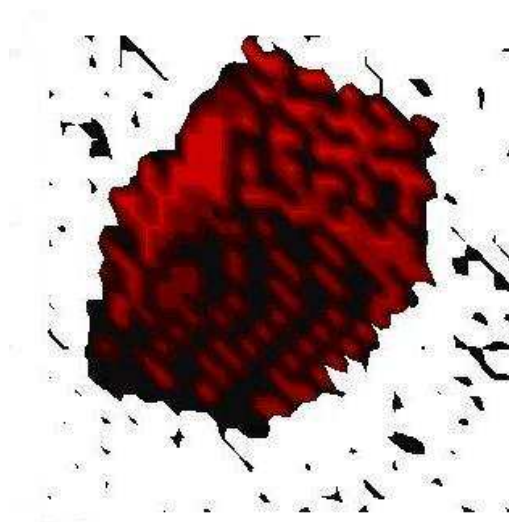


Fig. 5.14 Immagine acustica post elaborazione
dell'oggetto installato nel lago del
Brasimone

Capitolo V
La Ricostruzione dell'Immagine

Conclusioni

In questo lavoro di tesi sono stati proposti degli strumenti e delle metodologie di localizzazione e monitoraggio a medio-lungo termine di flussi idrotermali sottomarini, attraverso la definizione di antenne acustiche, tecniche di beam forming e metodi di imaging acustico che consentono la ricostruzione dell'immagine acustica di un flusso idrotermale sottomarino a partire dai segnali d'eco prodotti dall'interazione del flusso idrotermale con un campo di pressione che propagandosi nella sua direzione incida su di esso.

La presenza di una discontinuità all'interno della colonna d'acqua di un ambiente marino costituisce un ostacolo al percorso di propagazione di un'onda di pressione - onda acustica - che si propaghi in quella direzione.

Parte dell'energia acustica incidente, la cui percentuale dipende dalla differenza di impedenza acustica ρc fra il mezzo di propagazione e la disomogeneità, viene riflessa dall'ostacolo in una modalità dipendente dalla forma e dalla tipologia dell'ostacolo.

Indirizzando opportunamente l'energia acustica incidente con l'utilizzo di tecniche di beam forming applicate ad array di generatori di onde acustiche è possibile, a partire dai segnali riflessi dall'ostacolo, ricostruire l'immagine acustica dell'oggetto.

Un flusso idrotermale sottomarino, sia che appartenga alla tipologia ferrosa e ad elevate temperature delle dorsali oceaniche che a quella gassosa di shallow water dei bacini del Mediterraneo, costituisce una forte discontinuità nella colonna d'acqua per un'onda di pressione che, propagandosi in quella direzione, incida su di esso.

L'antenna acustica e le tecniche di beam forming innovativo sviluppate nell'ambito di questo lavoro di ricerca, unitamente alle conoscenze acquisite riguardo alle tecniche di ricostruzione delle immagini a partire dai segnali d'eco scatterati, hanno consentito, a partire dai dati sintetici ricavati con l'utilizzo di algoritmi agli elementi finiti, la ricostruzione dell'immagine di un flusso idrotermale sottomarino.

Le due differenti tecniche di beam forming proposte nel presente lavoro di tesi e applicate alle due diverse tipologie di antenne acustiche ad alta risoluzione descritte hanno consentito di distribuire e orientare l'energia secondo requisiti prescelti minimizzando gli effetti indesiderati dovuti ai lobi secondari presenti alla base del lobo principale di radiazione pertinente alla particolare forma e frequenza operativa dell'antenna in uso.

Nella prima proposta l'antenna planare piena di forma quadrata è costituita da 121 elementi ceramici distribuiti in corone concentriche e ciascuna caratterizzata da un proprio peso in tensione

$$Beam(\vartheta, \varphi, f) = 20 \log_{10} \left| \frac{\sum_{i=0}^{i=120} w_i e^{-j \frac{2\pi}{c} f (x_i \sin \vartheta \cos \varphi + y_i \sin \vartheta \sin \varphi)}}{\sum_{i=0}^{i=120} w_i} \right|$$

L'utilizzo di fasci preformati di tipo *pencil* comporta tuttavia una grande complessità operativa, poiché il set di vettori peso è

proporzionale al numero di pixel della sezione di immagine che si intende ottenere. D'altra parte la riverberazione del mezzo di propagazione determina un disturbo che influenza la corretta valutazione del coefficiente di riflettività in ogni pixel della sezione di immagine a causa dell'interferenza fra pixel adiacenti che appaiono correlati in intensità come conseguenza della lobatura del fascio.

Per ovviare a tali limitazioni nell'ambito del lavoro di tesi è stato definito un sistema che sfrutti anche un principio di diversità frequenziale oltre che spaziale. La tecnica di beam forming *angolo-frequenza* consente di illuminare l'oggetto nel cono di vista tramite fasci di tipo FAN ("a ventaglio").

Tale tecnica è basata sulla interdipendenza fra l'angolo d'incidenza di un'onda piana monocromatica su un array di sensori e la differenza di fase fra i segnali relativi all'arrivo a due sensori adiacenti.

Se ϑ è l'angolo di incidenza dell'onda, d la distanza fra due sensori adiacenti dell'array e φ la differenza di fase fra i segnali d'arrivo, risulta

$$\varphi(d, f, \vartheta) \equiv \frac{2\pi}{\lambda} d \sin(\vartheta) \equiv \frac{2\pi}{c} \cdot f \cdot \sin(\vartheta) \cdot d$$

da cui

$$f \cdot \sin(\vartheta) \equiv \frac{c \cdot \varphi}{2\pi \cdot d}$$

Fissato dunque un valore di φ nel piano $(f, \sin \vartheta)$ esiste una corrispondenza biunivoca fra le direzioni d'incidenza dell'onda e la frequenza della oscillazione temporale della stessa.

In altri termini una volta fissata la differenza di fase fra i sensori e l'angolo di puntamento dell'antenna, è possibile ricavare le frequenze in grado di generare quei lobi con quel determinato puntamento; 16 frequenze distinte campionate nella banda frequenziale d'interesse consentiranno di coprire un fascio dell'apertura di 15° che punti nelle direzioni dipendenti dalla banda utilizzata.

Questo vuol dire che qualunque sia il puntamento scelto, è sufficiente ricavare le frequenze in grado di garantirlo.

Avere poi classi di sensori che utilizzino bande frequenziali differenti consentirà di avere fasci che simultaneamente punteranno verso differenti direzioni.

Antenne che utilizzino un tipo di beam forming angolo-frequenza presentano il vantaggio di costi computazionali ridotti, ridotte dimensioni e prestazioni del tutto analoghe a quelle che si otterrebbero con un tipo di beam forming classico.

Una volta stabilito il tipo di beam forming da utilizzare è stato possibile ricavare le dimensioni geometriche dell'antenna: un proiettore lineare di 160 elementi in cui i singoli sensori sono collegati in fase uno ogni 4.

Nella fase successiva dello studio algoritmi agli elementi finiti hanno poi consentito di caratterizzare il campo prodotto dall'array di sensori e quello scatterato da un flusso idrotermale presente nella colonna d'acqua.

Nella fase di ricezione i segnali d'eco captati dai diversi sensori dell'array delle antenne riceventi sono stati opportunamente combinati per determinare la forma d'onda del segnale backscatterato dai diversi pixel, la riflettività dei quali è stata

associata al valore dell'ampiezza del campione della FFT alla frequenza di trasmissione.

L'immagine è stata poi ricostruita per sezioni adiacenti.

L'antenna acustica e le tecniche di beam forming innovativo sviluppatenell'ambito del progetto di ricerca, unitamente alle conoscenze acquisite riguardo alle tecniche di ricostruzione delle immagini, sono state utilizzate per la ricostruzione dell'immagine di un flusso idrotermale sottomarino a partire da dati sintetici ricavati tramite algoritmi agli elementi finiti per la risoluzione delle equazioni differenziali che descrivono la propagazione di un campo di pressione in ambiente disomogeneo.

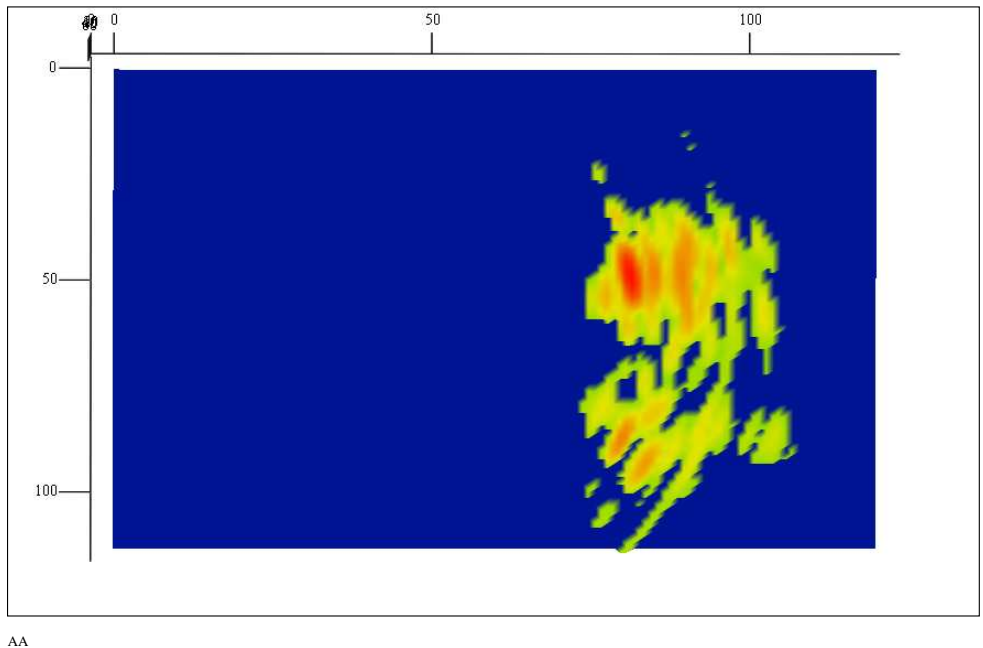


Fig. 6.1 Immagine di un flusso idrotermale sottomarino
ricostruita a partire dai segnali scatterati

Nella fase realizzativa del progetto di ricerca il processo di beam forming *angolo-frequenza*, unitamente all'algoritmo di ricostruzione dell'immagine applicato ai segnali d'eco sono stati applicati a due set di dati sperimentali raccolti in due scenari ambientali differenti.

Nel primo caso un ostacolo di alluminio di forma più o meno sferica è stato inserito in un ambiente controllato in temperatura e salinità. Nonostante le condizioni di misura peggiorative rispetto a un ambiente reale l'immagine, ricostruita secondo i processi di ricostruzione dell'immagine descritti nel V capitolo e utilizzando il processo di beam forming *angolo-frequenza*, ha mostrato la validità delle metodologie e degli strumenti definiti.

Nel secondo caso invece l'affidabilità e l'accuratezza dei processi di beam forming e degli algoritmi di ricostruzione dell'immagine sono stati applicati a un ambiente di misura reale. Le prove sono state eseguite nel lago del Brasimone in cui, nonostante condizioni dell'ambiente di misura non favorevoli seppure reali – elevata torbidità della massa d'acqua –, è stato possibile registrare dati che hanno consentito la ricostruzione dell'immagine di un ostacolo a forma di parallelepipedo immerso nel lago unitamente al sistema acustico, confermando i risultati incoraggianti già ottenuti in ambiente controllato.

I risultati positivi ottenuti sia su dati sintetici relativi a una emissione gassosa sottomarina simulata con algoritmi agli elementi finiti che su dati reali relativi a oggetti di diversa forma immersi in ambiente controllato o reale, fanno ben sperare riguardo a un'applicazione reale dell'antenna acustica e dei processi di Beam Forming alla localizzazione, al monitoraggio e all'analisi di flussi idrotermali di

tipo gassoso tipici dei bacini del Mediterraneo in generale e del medio-basso Tirreno in particolare.

Allo stato dell'arte non esistono, infatti, se non per le fumarole delle dorsali medio oceaniche, dati relativi a osservazioni a medio-lungo termine di flussi idrotermali sottomarini.

L'utilizzo di un'antenna acustica e di processi di Beam Forming mirati alla ricostruzione di un'immagine ad alta risoluzione può aprire nuove frontiere nella comprensione della relazione fra i micro terremoti e i fenomeni di degasamento del sub-bottom marino, così come si è osservato nel novembre del 2002 a Panarea, quando a seguito di uno sciame sismico di lieve entità, il fondo marino ha emesso alcuni milioni di metri cubi al giorno di diossido di carbonio. Lo sviluppo e l'applicazione di strumentazioni e metodologie per il monitoraggio dei flussi idrotermali delle zone sommerse delle aree soggette a rischio sismico e l'integrazione di queste con le reti locali di monitoraggio sismico consente di raccogliere informazioni utili alla pianificazione di interventi di early warning.

Ad oggi non esiste una rete di strumentazioni rivolta al monitoraggio dei fluidi rilasciati dal fondo marino in aree sismiche, nonostante sia noto che il loro comportamento è strettamente legato all'evoluzione dei processi sismogenetici. Una conoscenza approfondita del comportamento dei fluidi di tipo idrotermale in termini di genesi e di evoluzione temporale inquadrata nell'assetto tettonico locale consentirà di migliorare la comprensione dell'evoluzione del processo sismogenetico.

Bibliografia

Abbiati, M., L. Airoidi, L. Alvisi, M. Bianchi, C. M. Cinelli, F. Colantoni, P. e C. Morri, *Preliminary observations on benthic communities in a submarine cave influenced by hydrothermal springs*, Rapports et Procès Verbaux Commission Internationale pour l'Exploration Scientifique de la Mer Mediterranee, 33, 25, 1992

Abousleiman, Y., T. E. Scott e M. Zaman, *Acoustical Imaging and Mechanical Properties of Soft Rock and Marine Sediments*, Quarterly Technical Progress Report, Univ. Of Oklahoma, 2001

Abraham, D. A., e A. P. Lyons, *Bootstrapped K-Distribution Parameter Estimation*, in Proceedings of the MTS/IEEE Oceans, Boston, 2006

Abraham, D. A., e A. P. Lyons, *Reliable Methods for Estimating the K-distribution shape parameter*, IEEE J. Ocean. Eng., 2010

Acunto, S., Maltagliati F., e Cinelli F., *Osservazioni sui popolamenti bentonici di un'area interessata da attività idrotermali nei pressi dell'Isola di Panarea (Isole Eolie)*. Biologia Marina Mediterranea, 3, 434-436, 1995

Acunto, S., e Rindi F., *Variabilità spaziale di popolamenti fiobentici in relazione ad attività idrotermali nella Baia di levante dell'Isola di Vulcano (Isole Eolie): studio preliminare*. Biologia Marina Mediterranea, 4, 351-352, 1997

Acunto, S., Rini, F., e Cinelli, F., *Observazioni sui popolamenti fitobentici della Baia di Levante dell'Isola di Vulcano (isole Eolie): variabilit  spaziale in relazione ad attivita` idrotermali*, in F. M., 1996

Airoidi, L., e Cinelli, F., *Sources and biochemical composition of suspended particulate material in a submarine cave with sulphur water springs*. Marine Biology, 128, 537-545, 1997

Alendal, G., P. M. Haugan, R. Gangsto, K. Caldeira, E. Adams, P. G. Brewer, E. T. Peltzer, G. Rehder, T. Sato e B. Chen, *Comment on "Fate of Rising CO₂ Droplets in Seawater"* by Y. Zhang, Environ. Sci. Technol., num. 40, pp. 3653-3654, 2006

Aliani, S., Amici, L., Dando, P. R., & Meloni, R., *Time series and bottom temperature in a marine shallow water hydrotherml vent off Milos Island (Aegean Volcanic Arc): preliminary results*, Rapports et Proce`s Verbaux Commission Internationale pour l'Exploration Scientifique de la Mer Me´diterrane´e, 35, 46-47, 1998

Aliani, S., Bianchi, C. N., Cocito, S., Dando, P. R., Meloni, R., Morri, C., Niemeyer, A., Peirano, A., & Ziebis, W., *A map of seagrass meadows in Palaeochori Bay (Milos Island, Greece), a marine area with hydrothermal activity*, Rapports et Proce`s Verbaux Commission Internationale pour l'Exploration Scientifique de la Mer Me´diterrane´e, 35, 512-513, 1998

Allard, P., Carbonelle, J., Dajlevic, D., Le Bronec, J., Morel, P., Robe, M. C., Maurenas, J. M., Faivre-Pierret, R., Martin, D., Sabroux, J. C., & Zettwoog, P., *Eruptive and diffuse emissions of CO₂ from Mount Etna*, Nature, London, 351, 387-391, 1991

Alvisi, M., Barbieri, F., e Colantoni, P., *Le grotte marine di Capo Palinuro*, Memoire dell'Istituto Italiano di Speleologica, Serie II, 6, 143-181, 1994

Anagnostidis, K., e Golubic, S., *Über die Ökologie einiger, Spirulina-arten*. *Nova Hedwigia*, 11, 309-335, 1966

Anagnostidis, K., e Komarek, J., *Modern approach to the classification of cyanophytes. 3-Oscillatoriales*, *Archives of Hydrobiology*, 50, 70-79, 1988

Anagnostidis, K., e Pantazidou, A., *Endolithic cyanophytes from the saline thermal springs of Aedipsos, Hellas (Greece)*, *Archiv für Hydrobiologie Suppl.*, 80, 555-559, 1988

Baker, E.T., C.R. German, *In Mid-Ocean Ridges: Hydrothermal Interactions Between the Lithosphere and Oceans*, Geophysical Monograph Series, num. 148, pp. 245-266, 2004

Baker, E., e G. Massoth, *Characteristics of hydrothermal plumes from two vent fields on the Juan de Fuca Ridge, northeast Pacific Ocean*, *Earth and Planetary Science Letters*, num. 85 (1-3), pp. 59-73, 1987

Bardintzeff, J.-M., Dalabakis, P., Traineau, H., & Brousse, R., *Recent explosive volcanic episodes on the Island of Kos (Greece): associated hydrothermal parageneses and geothermal area of Volcania*, *Terra Research*, 1, 75-78, 1989

Barry, J. P., K. R. Buck, C. F. Lovera, L. Kuhnz, P. J. Whaling, E. T. Peltzer, P. Walz, e P. G. Brewer, *Effects of direct ocean CO₂ injection on deep-sea meiofauna*, *J. Oceanogr.*, num. 60, pp. 759-766, 2004

Barton, M., Salters, V. J. M., & Huijsmans, J. P. P., *Sr isotope and trace element evidence for the role of continental crust in calc-alkaline volcanism on Santorini and Milos. Aegean Sea, Greece*, Earth and Planetary Science Letters, 63, 273–291, 1983

Bassi, G., e Sabadini, R., *The importance of subduction for the modern stress field in the Tyrrhenian area*, Geophysical Research Letters, 21, 329–332, 1994

Baubron, J. C., Allard, P., e Toutain, J. P., *Diffuse volcanic emissions of carbon dioxide from Vulcano Island, Italy*, Nature, London, 344, 51–53, 1990

Belkin, S., Wirsén, C. O., e Jannasch, H. W., *A new sulfur-reducing, extremely thermophilic eubacterium from a submarine thermal vent*, Applied and environmental Microbiology, 51, 1180–1186, 1986

Bellon, H., Jarrige, J. J., e Sorel, D., *Les activités magmatiques éogènes de L'Oligocène à nos jours et leurs cadres géodynamiques: données nouvelles et synthèse*, Revue Géographie, Physique et de Géologie Dynamique, 21, 41–56, 1979

Bemis, K. G., e Rona, P. A., *Are hydrothermal plumes lazy?: implications for the entrainment of diffuse flow*, Eos Trans. AGU, 87(52), Fall Meet. Suppl., Abstract B33D-08, 2006

Bemis, K. G., P. A. Rona, D. Jackson, C. Jones, D. Silver, K. Mitsuzawa, *A comparison of black smoker hydrothermal plume behavior at Monolith Vent and at Clam Acres vent field: dependence on source configuration*, Marine Geophys. Res., num. 23, pp. 81–96, 2002

Bemis, K. G., P. A. Rona, K. Santilli, J. Dastur e D. Silver, *Inferences of*

particle size and composition from video-like images based on acoustic data: Grotto Plume, Main Endeavor Field, EOS, Trans. AGU (abstract), 2004

Bemis, K. G., D. Silver e P. Rona, *A particle sedimentation model of buoyant jets based on observations of hydrothermal plumes*, IUGG's Committee on Mathematical Geophysics, Frontiers of Theoretical Geophysics, conference abstract, 2004

Bemis, K. G., D. Silver, P. Rona e J. Cowen, *A particle sedimentation model of buoyant jets: observations of hydrothermal plumes*, Eos Trans. AGU, 86 (52), Fall Meet. Suppl., Abstract T31A-0484, 2005

Bemis, K., D. Silver, P. Rona e J. Cowen, *A particle sedimentation model of buoyant jets: observations of hydrothermal plumes*, Cahiers de Biologie Marine, num. 47, pp. 379-384, 2006

Bemis, K., D. Silver, P. A. Rona e C. Feng, *Case study: a methodology for plume visualization with application to real-time acquisition and navigation*, IEEE Visualization 2000 Proceedings, pp. 481-494, 2000

Benedetti-Cecchi, L., Airoidi, L., Abbiati, M., & Cinelli, F., *Estimating the abundance of benthic invertebrates: a comparison of procedures and variability between observers*, Marine Ecology Progress Series, 138, pp. 93-101, 1996

Bertram, M., J. Cowen, R. Thomson e R. Feely, *Compositional variability in the ascending fluxes from a hydrothermal plume*, Journal of Geophysical Research, num. 107 (C11), pp. 3191, 2002

Bianchi, C. N., Abbiati, M., Airoidi, L., Alvisi, M., Benedetti-Cecchi, L., Cappelletti, A., Cinelli, F., Colantoni, P., Dando, P. R., Morri, C., Niccolai, I., Picco, P., Southward, A. J., e Southward, E., *Hydrology and*

water budget of a submarine cave with sulphidic springs: the 'Grotta Azzurra'
360 P.R. Dando et al. / Progress in Oceanography, 44, 333–367 of Capo
Palinuro (Southern Ital Italy), Atti del 12°Congresso dell'Associazione
Italiana Oceanologica e Limnologia, 2, 285–299, 1999

Blair, D.G., *Underwater Acoustic Imaging: Image due to a specular reflector
in the geometrical-acoustic limit*, Journal of Marine Science and
Technology, num. 11, pp. 123-130, 2006

Brand, H., *Campi Flegrei*, C004 Volcanism and the Mantle, Planetary
Science

Brekhovskikh, L.M., *Waves in Layered Media*, Academic Press, San Diego
1980

Brewer, P. G., B. Chen, R. Warzinski, A. Baggeroer, E. T. Peltzer, R. M.
Dunk e P. Walz, *Three-dimensional acoustic monitoring and modeling of a
deep-sea CO₂ droplet cloud*, Geophysical Research Letters, num. 33, pp. 1-
5, 2006

Brewer, P. G., E. T. Peltzer, G. Friederich e G. Rehder, *Experimental
determination of the fate of rising CO₂ droplets in sea water*, Environ. Sci.
Technol., num. 36, pp. 5441–5446, 2002

Bohren, C. F, e D. R. Huffman, *Absorption and Scattering of Light by Small
Particles*, John Wiley and Sons, 1983

Cannelli, G. B., E. D'Ottavi, A. Prosperetti, *Bubble activity induced by
high-power marine source*, Proceedings of Oceans, IEEE, pp. 533-537, 1990

Carey, W. M., R. A. Roy, *Sounds scattering from micro-bubble distributions near the sea surface*, Ocean Reverberation , ED. Kluwer, pp. 25-44, 1993

Carey, W. M., R. A. Roy, *The low-frequency radiation and scattering of sound from bubbly mixtures near the sea surface*, Proceedings of the 2nd European Conference on Underwater Acoustic, pub. by European Commission, pp. 207-212, Luxembourg, 1994

Chandran, G., J. S. Jaffe, *Signal Set Design with Constrained Amplitude Spectrum and Specified Time-Bandwidth Product*, IEEE Transaction on Communications, vol. 44, num. 6, Giugno 1996

Chen, B., Y. Song, M. Nishio, and M. Akai, *Large-eddy simulation of double cloud formation induced by CO₂ dissolution in the ocean*, Tellus, Ser. B, num. 55, pp. 723–730, 2003

Chen, B., Y. Song, M. Nishio, S. Someya e M. Akai , *Modeling near-field dispersion from direct injection of carbon dioxide into the ocean*, J. Geophys. Res., num. 110, C09S15, 2005

Cicerone, R., J. Orr, P. G. Brewer, P. Haugan, L. Merlivat, T. Ohsumi, S. Pantoja e H. O. Poertner, *The ocean in a high CO₂ world*, Eos Trans. AGU, num. 85, pp. 351-353, 2004

Clay C.S., *Acoustical Oceanography*, Jhon Wiley & Sons, 1977

Corliss, J. B., J. Dymond, L. I. Gordon, J. M. Edmond, R. P. von Herzen, R. D. Ballare, K. Green, D. Williams, A. Bainbridge, K. Crane, T. H. van Andel, *Submarine Thermal Springs on the Galápagos Rift*, Science Magazine, num. 203, pp. 1073-1083, 16 Marzo 1979

Crone, T. J., W. S. D. Wilcock, 2005, *Modeling the effects of tidal loading on mid-ocean ridge hydrothermal systems*, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, num. 6(7), Q07001, 2005

Crum, L. A., A. Prosperetti, *The Underwater Sounds of Precipitation*, *Naval Research Review*, num. 44, pp. 2-12, 1992

Crum, L. A., J. A. Schindall, R. A. Roy, W. M. Carey, *Low frequency resonance backscatter from near-surface bubble clouds*, *SACLANTEN Proc. Of the NATO Symposium on Low-Frequency Active Sonar*, Lerici, Italy, B9.1-9.16, 1993

Dando, P. R., B. Stuben, S. P. Varnavas, *Hydrothermalism in the Mediterranean Sea*, *Progress in Oceanography*, num. 44, pp. 333-367, 1999

Dastur, J., *A real time interface for visualization and control of an oceanographic sonar system*, M. A. Thesis, Rutgers University, 2005

De Dominicis Rotondi A., *Principi di Elettroacustica Subacquea*, Vol I, Genova 1990

De Dominicis Rotondi A., *Principi di Elettroacustica Subacquea*, Vol III, Angri (SA), 1996

Delaney, J. R., D. S. Kelley, M. D. Lilley, D. A. Butterfield, J. A. Baross, W. S. D. Wilcock, R. W. Embley e M. Summit, *The quantum event of oceanic crustal accretion: Impacts of diking at mid-ocean ridges*, *Science*, num. 281, pp. 222-230, 1998

de Leeuw, W., F. Post e R. Vaatstra, *Visualization of turbulent flow by spot*

noise, Virtual Environments and Scientific Visualization, Proceedings of the Eurographics Workshops, M. Göbel, J. David, P. Slavik, and J. van Wijk, eds., Springer-Verlag, Wien, 1996

De Robertis A., Schell C. e Jaffe J.S., *Acoustic observations of the swimming behavior of the euphausiid Euphausia pacifica Hansen*, ICES Journal of Marine Science, num. 60(4), pp. 885-898, 2003

Dobashi, Y., T. Yamamoto e T. Nishita, *Interactive rendering of atmospheric scattering effects using graphics hardware*, Proceedings of the ACM SIGGRAPH/EUROGRAPHICS conference on Graphics hardware, vol. 159, pp. 99-108, 2002

Dziak, R. P., E. T. Baker, A. M. Shaw, D. R. Bohnenstiehl, W. W. Chadwick Jr., J. H. Haxel, H. Matsumoto, S. L. Walzer, *Gas flux measurements from a year-long hydroacoustic record at an erupting submarine volcano*, 2010

Dziak, R. P., C. G. Fox, H. Matsumoto, A. E. Schreiner, *The April 1992 Cape Mendocino Earthquake Sequence: Seismo-Acoustic Analysis Utilizing Fixed Hydrophone Arrays*, Marine Geophysical Researches, vol. IXX, pp. 137-162, April 1997

Edmond, J. M., C. Measures, B. Mangum, B. Grant, F. R. Sclater, R. Collier e A. Hudson, *On the formation of metal-rich deposits at ridge crests*, Earth and Planetary Science Letters, 46:19, 1979

Elderfield, H., e A. Schultz, *Mid-ocean ridge hydrothermal fluxes and the chemical composition of the ocean*, Annual Reviews of Earth and Planetary Science, num. 24, pp. 191-224, 1996

Ellis, D. D., J. R. Preston, Urban H.G., *Ocean Reverberation*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1993

Esposito, A., G. Giordano, M. Anzidei, *The 2002–2003 submarine gas eruption at Panarea volcano (Aeolian Islands, Italy): Volcanology of the seafloor and implications for the hazard scenario*, *Marine Geology* 227, 119–134, 2006

Faranda, e P. Povero, *Caratterizzazione ambientale marine del sistema Eolie e dei bacini limitrofi di Cefalu` e gioia (EOCUMM95) Data Report* (pp. 326). Consorzio Nazionale Interuniversitario per le Scienze del Mare, 1995

Feely, R. A., M. Lewison, G. J. Massoth, G. Robert-Baldo, J. W. Lavelle, R. H. Byrne, K. L. Von Damm e H. C. Curl Jr., *Composition and dissolution of black smoker particulates from active vents on the Juan de Fuca Ridge*, *Journal of Geophysical Research*, num. 92 (B11), pp. 11347–11363, 1987

Fox, C. G., H. Matsumoto e T. L. A. Lau, *Monitoring Pacific ocean seismicity from an autonomous hydrophone array*, *J. Geophys. Res.*, num. 106, pp. 4183–4206, 2001

Fox, C. G., W. E. Radford, R. P. Dziak, T. K. Lau, H. Matsumoto, A. E. Schreiner, *Acoustic detection of seafloor spreading episode on the Juan de Fuca Ridge using military hydrophone arrays*, *Geophysical Research Letters*, num. 22, pp. 131–134, 1995

Franks, P. J. S., J. S. Jaffe, *Microscale distributions of phytoplankton: initial results from a two-dimensional imaging fluorometer*, *OSST, Marine Ecology Progress Series*, vol. 220, pp. 59–72, 2001

Gamberi, F., M. Marani, V. Landuzzi, A. Magagnoli, D. Penitenti, M.

Rosi, A. Bertagnini e A. Di Roberto, *Sedimentologic and volcanologic investigation of the deep Tyrrhenian Sea: preliminary results of cruise VST02*, Annals of Geophysics, vol. 49, num. 2/3, Aprile/Giugno 2006

Gangstø, R., P. M. Haugan, e G. Alendal, *Parameterization of drag and dissolution of rising CO₂ drops in seawater*, Geophys. Res. Lett., 32, 2005

Garcia-Berdeal, I., S. L., H. L., Hautala, M. J. Pruis e H. P. Johnson, *Diffuse hydrothermal venting into the turbulent bottom boundary layer on the Endeavour Segment, Juan de Fuca Ridge.II. Variability and implications for particle flux near the bottom*, preprint submitted to Elsevier Science, 2006

Garcia-Berdeal, I., S. L. Hautala, L. N. Thomas e H. P. Johnson, *Vertical structure of time-dependent currents in a mid-ocean ridge axial valley*, Deep-Sea Research, num. 53, pp. 367-386, 2006

Gerig, A. L., A. P. Lyons e E. Pouliquen, *Comparison of Seafloor Roughness and Acoustic Temporal Decorrelation*, IEEE J. Ocean. Eng., num. 34, pp. 423-430, 2009

Given, H. K., J. A. Hanson, J. Berger, *Earthquake Activity near Ascension Island as seen by a combined Seismic/Hydrophone Array*, Institute of Geophysical and Planetary Physics, 1996

Glasby, G. P., *The relations between Earthquakes Faulting and Submarine Hydrothermal Mineralization*, Geological survey of Japan, pp. 175-178

Goldie, R., T. J. Bottrill, *Seminar on Sea-Floor Hydrothermal Systems*, Geoscience Canada, vol. 8, num. 3, pp. 93-104

Hanson, J. A., J. R. Bowman, C. L. Reasoner, G. Shields, *Tsunami Observations on Hydrophones and Island Seismic Stations*, American Geophysical Union, 2007

Harris, M. J., e A. Lastra, Anselmo, *Real-time cloud rendering*, Computer Graphics Forum, 20, 3, Sept. 2001

Haykin, S., J. H. Justice, N. L. Owsley, J. L. Yen, A. C. Kak, *Array Signal Processing*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1985

Haymon, R. H., D. J. Fornari, M. H. Edwards, S. Carbotte, D. Wright, K. C. Macdonald, *Hydrothermal vent distribution along the East Pacific Rise crest (9°09'–54'N) and its relationship to magmatic and tectonic processes on fast-spreading mid-ocean ridges*

Heeschen, K. U., A. M. Tre'hu, R. W. Collier, E. Suess e G. Rehder, *Distribution and height of methane bubble plumes on the Cascadia Margin characterized by acoustic imaging*, Geophys. Res. Lett., num. 30 (12), pp. 1643, 2003

Humphris, S. E., R. A. Zierenberg, L. S. Mullineaux e R. E. Thomson, eds., *Seafloor Hydrothermal Systems: Physical, Chemical, Biological and Geological Interactions*, Geophysical Monograph num. 91, American Geophysical Union, Washington, D.C., 1995

Hurwitz, S., L. B. Christiansen e P. A. Hsieh, *Hydrothermal fluid flow and deformation in large calderas: Inferences from numerical simulations*, Journal of Geophysical research, vol. 112, B02206, doi:10.1029/2006JB004689, 2007

Hutnak, M., S. Hurwitz, S. E. Ingebritsen e P. A. Hsieh, *Numerical models*

of caldera deformation: Effects of multiphase and multicomponent hydrothermal fluid flow, Journal of Geophysical research, vol. 114, doi:10.1029/2008JB006151, 2009

Ingebritsen, S. E., S. Geiger, S. Hurwitz, e T. Driesner, *Numerical simulation of magmatic hydrothermal systems*, Reviews of Geophysics, 48, RG1002 doi:10.1029/2009RG000287, 2010

Jackson, D. R., C. D. Jones, P. A. Rona and K. G. Bemis, *A method for Doppler acoustic measurement of black smoker flow fields*, G-Cubed, 4 (11), 1095, pp. 1-12, 2003

Jackson, D. R., M. D. Richardson, K. L. Williams, A. P. Lyons C. D. Jones, K. B. Briggs e D. Tang, *Acoustic Observation of the Time Dependence of the Roughness of Sandy Seafloors*, IEEE J. Ocean. Eng., num. 34, pp. 407-422, 2009

Jaffe, J.S., *Computer modeling and the design of optimal underwater imaging systems*, Oceanic Engineering, IEEE Journal of, Volume 15, Issue 2, pp(s). 101 -111, Aprile 1990

Jaffe, J.S., *Monte Carlo modeling of underwater-image formation: validity of the linear and small-angle approximations*, Optical Society of America, vol. 34, num. 24, 20 August 1995

Jaffe, J.S., *Target localization for a three-dimensional multibeam sonar imaging system*, Journal of Acoustical Society of America 105 (6), June 1999

Jaffe, J. S., *Using multi-angle scattered sound to size fish swimbladders*, ICES Journal of Marine Science, num. 63 (8), pp. 1397-1404, September 2006

Jaffe, J. S. and A. De Robertis, *Zooplankton target localization and tracking with a three dimensional sonar*, Fifth European Conference on Underwater Acoustics, ECUA 2000, P. Chevret and M.E. Zakharia, Lyon, France, 6, 2000

Jaffe, J. S. and K. D. Moore, *Joint Estimation of Underwater Imaging Parameters and Underwater Images*, Ocean Optics XV, Monaco, Ottobre 2000

Jaffe, J. S., E. Reuss, D. McGehee e G. Chandran, *FTV: a sonar for tracking macrozooplankton in three dimensions*, Deep-Sea Research I, vol. 42, num. 8, pp. 1495-1512, 1995

Jaffe, J. S., F. Simonet, P. L. D. Roberts, A. E. Bowles, *Measurement of the acoustic reflectivity of sirenians (Florida manatees) at 171 kHz*, Journal of the Acoustical Society of America, num. 121 (1), pp. 158-165, Jan. 2007

Jenkins, W. J., J. M. Edmond, and J. B. Corliss, *Excess ^3He and ^4He in Galapagos submarine hydrothermal waters*, Nature, num. 272, pp. 156-158, 1978

Jones, I. S. F., *Underwater Acoustic Imaging Innovation Program*, DSTO-TN-0065 Aeronautical and Maritime Research Laboratory, Australia 1996

Jones, C. D., D. R. Jackson, P. A. Rona e K. G. Bemis, 2000, *Acoustic observation of hydrothermal flow* (abstract), J. Acoust. Soc. Am., num. 108, 5 Pt. 2, pp. 2544-2545, 2000

Johnson, H. P., S. L. Hautala, M. A. Tivey, C. D. Jones, J. Voigt, M. Pruis,

I. Garcia-Berdeal, L. A. Gilbert, T. Bjorklund, W. Fredericks, J. Howland, M. Tsurumi, T. Kurakawa, K. Nakamura, K. O'Connell, L. Thomas, S. Bolton e J. Turner, *Survey studies hydrothermal circulation on the northern Juan de Fuca Ridge*, Eos, Trans. AGU, 83, 73, 2002

Johnson, S. F., A. P. Lyons e D. A. Abraham, *Dependence of Synthetic Aperture Sonar Image Statistics on Resolution*, Proceedings of the International Symposium on Underwater Reverberation and Clutter, P. L. Nielsen, ed., Lerici, Italy, 9-12 September, 2008

Johnson, S. F., A. P. Lyons, D. A. Abraham e K. L. Williams, *The Impact of Multi-Path on High-Resolution SAS Image Statistics*, IEEE J. Ocean. Eng., num. 34, pp. 476-484, 2009

Johnson, H. P., M. Hutnak, R. P. Dziak, C. Fox, I. Urcuyo, J. P. Cowen, J. Nabelek e C. Fisher, *Earthquake-induced changes in a hydrothermal system on the Juan de Fuca mid-ocean ridge*, Nature, num. 407, pp. 174-177, 2000

Johnson, H. P., and M. J. Pruis, *Fluxes of fluid and heat from the oceanic crustal reservoir*, Earth and Planetary Science Letters, num. 216, pp. 565-574, 2003

Juniper, S. K., *Deep-Sea Hydrothermal Vent and Seep Habitats and Related Governance Issues*, Centre GEOTOP, Université du Québec, Montréal

Kajiya, J. T., e B. P. Von Herzen, *Ray tracing volume densities*, Computer Graphics, 18, 3, pp. 165-174, 1984

Kapodistrias, G., P. H. Dahl, *Effects of interaction between two bubble scatterers*, JASA 107, Acoustical Society of America, 2000

Khaidukov, V., E. Landa e T. J. Moser, *Diffraction imaging by focusing-defocusing: an outlook on seismic superresolution*, *Geophysics*, num. 69, pp. 1478-1490, 2004

Kniss, J., S. Premoze, C. Hansen, P. Shirley e A. McPherson, *A Model for Volume Lighting and Modeling*, *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics*, 9, 2 (April-June), pp. 150-162, 2003

Leighton, T. G., D. C. Finfer, P. R. White, *Sonar which penetrates bubble clouds*, Institute of Sound and Vibration Research, University of Southampton

Leighton, T. G., D. C. Finfer, P. R. White, *Hypotheses regarding exploitation of bubble acoustic by cetaceans*, Institute of Sound and Vibration Research, University of Southampton, Ecua 2008 Parigi

Leighton, T. G., D. C. Finfer, P. R. White, G. H. Chua e J. K. Dix, *Wake penetrating sonar*, EAA, Congress on sound and vibration, Settembre 2010, Slovenia

Leighton, T. G., S. D. Meers e P. R. White, *Propagation through nonlinear time-dependent bubble clouds and the estimation of bubble populations from measured acoustic characteristics*, *The Royal Society*, num. 460, pp. 2521-2550, London 2004

Lénat, J. F., P. Bachèlery e A. Peltier, *The interplay between collapse structures, hydrothermalsystems, and magma intrusions: the case of the central area of Piton de la Fournaise volcano*, *Bull Volcanol*, 11 Agosto 2011

Levine, H., *Acoustic Warfare: Bubble Clouds*, JSR-91-113, 1992

Lezzi, A. M., A. Prosperetti, *The stability of an air film in liquid flows*, Journal of Fluid Mechanics, 226, pp. 319-347, 1991

Light, R., V. Miller, P. Rona e K. Bemis, *Acoustic Instrumentation for Imaging and Quantifying Hydrothermal Flow in the NEPTUNE Canada Regional Cabled Observatory at Main Endeavour Field*,

Lilley, M. D., D. A. Butterfield, J. E. Lipton e E. J. Olson, *Magmatic events can produce rapid changes in hydrothermal vent chemistry*, Nature, num. 422, pp. 878-881, 2003

Lima, A., B. De Vivo, F. J. Spera, R. J. Bodnar, A. Milia, C. Nunziata, H. E. Belkin, C. Cannatelli, *Thermodynamic model for uplift and deflation episodes (bradyseism) associated with magmatic-hydrothermal activity at the Campi Flegrei*, Earth-Science Reviews num. 97, pp. 44-58, 2009

Lyons, A. P., *Statistics of High Frequency Acoustic Boundary Scattering and Vector Ambient Noise Fields*, The Pennsylvania State University, Applied Research Laboratory, Grant Number: N00014-04-1-0013

Lyons, A.P., D. A. Abraham, S. F. Johnson, *Modeling the Effect of Seafloor Ripples on Synthetic Aperture Sonar Speckle Statistics*, IEEE J. Ocean. Eng., 2010

Lyons, A. P., S. F. Johnson, D. A. Abraham e E. Pouliquen, *High-Frequency Scattered Envelope Statistics of Patchy Seafloors*, IEEE J. Ocean. Eng., num. 34, pp. 451-458, 2009

Lyons, A. P., e T. C. Weber, *A Multibeam Sonar Survey of a Benthic Lake Habitat: Assessing the Impact of Invasive Mussels in Seneca Lake, New York*, Proceedings of 2nd Underwater Acoustic Measurements Conference:

Technologies and Results CD-ROM, Heraklion, Crete, Greece, eds., John S. Papadakis and Leif Bjorno, 2007

Lyons, A. P., T. C. Weber e M. Gustafson, *An Experimental Study on the Causes of Non-Rayleigh Scattered Envelope Statistics*, Proceedings of 2nd Underwater Acoustic Measurements Conference: Technologies and Results CD-ROM, Heraklion, Crete, Greece, eds. John S. Papadakis and Leif Bjorno, 2007

Lu, N. Q., A. Prosperetti, S. W. Yoon, *Underwater noise emissions from bubble clouds*, IEEE Journal of Ocean Engineering, 15, 275-281, 1990

Matsumoto, H., Nieukirk, M. Fowler, J. Haxel, S. Heimlich, D. K. Mellinger, R. Dziak, C. G. Fox, *Sound in the sea: hands-on experience with NOAA VENTS program*, Oceans, 2003

Max, N., *Optimal models for direct volume rendering*, IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics, 1(2), pp. 99-108, 1995.

McDuff, R. E., *Physical dynamics of deep-sea hydrothermal plumes*, in Seafloor Hydrothermal Systems: Physical, Chemical, Biological and Geological Interactions, Geophys. Monogr. 91, edited by S.E. Humphris et al., pp. 357-368, AGU, Washington, D.C., 1995

McGehee, D., e J. S. Jaffe, *Beamforming with Dense Random Arrays - The Development of Spatially Shaded Polyvinylidene Fluoride Acoustic Transducer*, Journal of the Acoustical Society of America, num. 95 (1), pp. 318-323, Jan. 1994

McGehee, D., e J. S. Jaffe, *Segmented Transducer Design Using an Optimum Mean-Square Quantizer Approach*, Journal of the Acoustical Society of America, num. 97 (4), pp. 2316-2325, April 1995

Medwin, H., e C. S. Clay, *Chapter 7: Sound scattered by a body*, Fundamentals of Acoustical Oceanography, Academic Press, Boston, 1997

Mischler, J., *Determining Hypocenter Positions of Seismic Swarm events along the Lucky Strike Segment of the Mid-Atlantic Ridge*, Augustana College, 16-17 marzo 2001

Mogi, K., H. Mochizuki, *Observation of high frequency seismic waves by a hydrophone directly above the focal region of the 1980 earthquake (M 6.7) off the east coast of the Izu Peninsula, Japan*, Earthquake prediction research, vol. 2, pp. 127-148, Tokyo, 1983

Morgan, J. P., Y. J. Chen, *The Genesis of Oceanic Crust: Magma Injection, Hydrothermal Circulation and Crustal Flow*, Journal of Geophysical research, num. 98, pp. 6283-6297, 10 Aprile 1993

Morton, B. R., G. I Taylor e J. S. Turner, 1956, *Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources*, Proc. R. Soc London, Ser. A, 234, pp. 1-23, 1956

Mullineaux, L. S., P. H. Wiebe e E. T. Baker, *Hydrothermal vent plumes: larval highways in the deep sea?*, Oceanus, num. 34, pp. 64-68, 1991

Nicholas, M., R. A. Roy, L. A. Crum, H. N. Oguz, A. Prosperetti, *Sound emissions by a laboratory bubble cloud*, The Journal of Acoustical Society of America, 95, pp. 3171-3182, 1994

Nishita, T., Y. Dobashi e E. Nakamae, *Display of Clouds Taking into Account Multiple Anisotropic Scattering and Sky Light*, Proceedings of the 23rd Annual Conference on Computer Graphics and Interactive

Techniques, pp. 379-386, 1996

Oguz, H. N., *A theoretical study of low-frequency oceanic ambient noise*, The Journal of Acoustical Society of America, 95, pp. 1895-1912

Oguz, H. N., A. Prosperetti, *A generalization of the impulse and virial theorems*, Journal of Fluid Mechanics, 218, pp. 143-162, 1990

Oguz, H. N., A. Prosperetti, *Bubble entrapment by axisymmetric capillary waves*, Engineering Science, Fluid Dynamics, ed. World Scientific, pp. 191-202, 1990

Oguz, H. N., A. Prosperetti, *Bubble entrainment by the impact of drops on liquid surfaces*, Journal of Fluid Mechanics, 219, pp. 143-179, 1990

Oguz, H. N., A. Prosperetti, *Bubble oscillations in the vicinity of a nearly plane free surface*, The Journal of Acoustical Society of America, 87, pp. 2085-2092, 1990

Oguz, H. N., A. Prosperetti, *Drop impact and the underwater noise of rain*, Natural Physical Sources of Underwater Sound, pp. 669-682, 1993

Oguz, H. N., A. Prosperetti, *Numerical calculation of the Underwater noise of rain*, Journal of Fluid Mechanics, 228, pp. 417-442, 1991

Okai, E. A., J. Talandier, D. Reymond, *Quantification of Hydrophone of the 2004 Sumatra Tsunami*, Basel 2007

Osier, J. C., D. M. F. Chapman, P. C. Hines, G. P. Dooley e A. P. Lyons, *Measurement and Modeling of Seabed Particle Motion using Buried Vector Sensors*, IEEE J. Ocean. Eng., 2010

Palmer, D. R., *Rayleigh scattering from nonspherical particles*, J. Acoust.

Soc. Am., num. 99, pp. 1901-1912, 1996

Palmer, D. R., e P. A. Rona, *Acoustical imaging of deep ocean hydrothermal flows*, in H. Medwin (Editor), *Sounds in the Sea*, Cambridge University Press, num. 643, pp. 551-563, 2005

Palmer, D. R., P. A. Rona e M. J. Mottl, *The acoustics of 'black smoker' hydrothermal plumes*, J. Acoust. Soc. Am., num. 80, pp. 888-898, 1986

Pope, R., e E. Fry, *Absorption spectrum (380-700nm) of pure water. II. Integrating cavity measurements*", Applied Optics, num. 36 (33), pp. 8710-8723, 1997

Prosperetti, A., *Bubble mechanics: luminescence, noise and two-phase flow*, Theoretical and Applied Mechanics, pp. 355-369, 1993

Prosperetti, A., *Bubble dynamics: some thing we did not know 10 years ago*, Bubble dynamics and interface phenomena, ed. Kluwer, pp. 3-16, 1994

Prosperetti, A., N. Q. Lu, H. S. Kim, *Active and Passive Acoustic Behavior of Bubble Clouds at the Ocean's Surface*, The Journal of Acoustical Society of America, 93, pp. 3117-3127, 1993

Prosperetti, A., H. N. Oguz, *The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain*, Ann. Rev. Fluid Mechanics, num. 25, pp. 577-602, 1993

Pruis, M. J. and H. P. Johnson, *Tapping into the sub-seafloor: examining diffuse flow and temperature from an active seamount on the Juan de Fuca Ridge*, Earth and Planetary Science Letters, num. 217 (3-4), pp. 379-388, 2004

Riccobene, G., L. Cosentino, G. Pava, e F. Speziale, *On-line monitorino of underwater acoustic background at 2000 m depth*, 29th International Cosmic Ray Conference Pune, vol. 9, pp. 287-290, 2005

Riley, K., D. Ebert, C Hansen e J. Levit, *Visually Accurate Multi-Field Weather Visualization*, IEEE Visualization 2003 Proceedings, pp. 279-292, 2003

Rinaldi, A. P., M. Todesco, M. Bonafede, *Hydrothermal instability and ground displacement 1 at the Campi Flegrei caldera*, Physics of the Earth and Planetary Interiors, 6 Settembre 2009

Roberts, P. L. D., e J. S. Jaffe, *Multiple angle acoustic classification of zooplankton*, Marine Physical Laboratory, Scripps Institution of Oceanography, University of California, Journal of Acoustical Society of America, pp. 2060-2070, 2007

Rona, P. A., K. G. Bemis, C. D. Jones, D. R. Jackson, K. Mitsuzawa e D. Silver, *Entrainment and bending in a major hydrothermal plume, Main Endeavour Field, Juan de Fuca Ridge*, Geophys. Res. Letters, 33, 2006

Rona, P. A., K.G. Bemis, D. Kenchammana-Hosekote e D. Silver, *Acoustic imaging and visualization of plumes discharging from black smoker vents on the deep seafloor*, IEEE Visualization 1998 Proceedings, pp. 475-478, 1998

Rona, P. A., K. G. Bemis, D. Silver e C. D. Jones, *Acoustic imaging, visualization, and quantification of buoyant hydrothermal plumes in the ocean*, Marine Geophys. Res., num. 23, pp. 147-168, 2002

Rona, P. A., D. R. Jackson, K. G. Bemis, C. D. Jones, K. Mitsuzawa, D. R. Palmer e D. Silver, *Acoustics advances study of sea floor hydrothermal flow*

(feature article), *Eos, Trans. AGU*, num. 83(44), pp. 497 & 501-502, 2002

Rona, P. A., D. R. Jackson, K. G. Bemis, C. D. Jones, K. Mitsuzawa, D. R. Palmer e D. Silver, *Acoustics advances study of sea floor hydrothermal flow*, *EOS, Trans. AGU*, num. 83(44), pp. 497 & 501-502, 29 Ottobre 2002

Rona, P. A., D. R. Jackson, K. G. Bemis, C. D. Jones, K. Mitsuzawa, D. R. Palmer, and D. Silver, *A new dimension in investigation of seafloor hydrothermal flows*, *RIDGE 2000 Events*, num. 1(1), pp. 26-29, 2003

Rona, P. A., D. R. Jackson, T. Wen, K. Mitsuzawa, C. Jones, K. G. Bemis e J. G. Dworski, *Acoustic mapping of diffuse flow at a seafloor hydrothermal site: Monolith Vent, Juan de Fuca Ridge*, *Geophys. Res. Letters*, num. 24, pp. 2351-2354, 1997

Rona, P. A., e D. A. Trivett, *Discrete and diffuse heat transfer at ASHES vent field, Axial Volcano, Juan de Fuca Ridge*, *Earth and Planetary Science Letters*, num. 109, pp. 57-71

Root J.A. e Peter H Rogers, *Performance of an underwater acoustic volume array using time-reversal focusing*, *Journal of Acoustic Soc. Am.*, Nov. 2002

Roy, R., W. Carey, *Low-frequency resonance scattering from acoustically compact bubble clouds*, *Gennaio 1996*

Roy, R. A., W. M. Carey, M. Nicholas, J. A. Schindall e L. A. Crum, *Low-frequency scattering from submerged bubble clouds*, *The Journal of Acoustical Society of America*, num. 92, pp. 2993-2996, 1992

Roy, R. A., W. M. Carey, J. A. Schindall e L. A. Crum, *Can near-surface bubble clouds and plumes lead to anomalous perturbations in low-frequency sea-surface scattering?*, *Proceedings of the 2nd European Conference on*

Underwater Acoustic, pub. by European Commission, pp. 195-202, Luxembourg, 1994

Root, J. A., e P. H Rogers, *Performance of an underwater acoustic volume array using time-reversal focusing*, Journal of Acoustical Society of America, nov. 2002
Rudnicki, M., e H. Elderfield, *A chemical model of the buoyant and neutrally buoyant plume above the TAG vent field, 26 degrees N, Mid-Atlantic Ridge*, Geochimica et Cosmochimica Acta, num. 57 (13), pp. 2939-2957, 1993

Sacchi, M., *Drilling through an active caldera, offshore Campi Flegrei, eastern Tyrrhenian margin*, Workshop on Marine research drilling (Magellan workshop series), European Science Foundation, Santilli, K., *Realistic Images from Hydrothermal Plume Data*, <http://www.caip.rutgers.edu/~kls93/realplume>

Santilli, K., K. Bemis, D. Silver, J. Dastur, P. Rona, *Generating Realistic Images from Hydrothermal Plume Data*, IEEE Visualization, pp. 91-98, Austin, Texas, USA, 10-15 Ottobre 2004

Schindall, J. A., *Low-Frequency scattering from submerged bubble clouds*, Doctoral thesis, University of Mississippi, December 1995

Schpok, J., J. Simons, D. S. Ebert, C. Hansen, *A Real-Time Cloud Modeling, Rendering, and Animation System*, Proceedings of the 2003 ACM SIGGRAPH/Eurographics Symposium on Computer Animation, pp. 160-166, 2003

Schultz, A., Delaney, J., and McDuff, R., *On the partitioning of heat flux between diffuse and point source seafloor venting*, J. Geophys. Res., num. 97(B9), pp. 12299-12314, 1992

Scott, T. E., Y. Abousleiman, M. Zaman, *Acoustical Imaging and*

Mechanical Properties of Soft Rock and Marine Sediments, Quarterly Technical Progress Report #15302R04, DOE Award Number: DE-FC26-01BC15302, Rock Mechanics Institute The University of Oklahoma, January 31, 2001

Slak, P. D., C. G. Fox, R. P. Dziak, *P wave detection thresholds, Pn velocity estimates and T wave location uncertainty from oceanic hydrophones*, J. Geophys. Res., num. 104(B6), pp. 13, 1999

Stein, A. C., S. Stein, *Constraints on hydrothermal heat flux through the oceanic lithosphere from global heat flow*, Journal of Geophysical research, num. 99, pp. 3081-3095, 10 Febbraio 1994

Talandier, J. E., E. A. Okal, *Monochromatic T waves from underwater volcanoes in the Pacific Ocean: ringing witness to geyser processes?*, Bulletin of the Seismological Society of America, num. 5, vol. 86, pp. 1529-1544, 1996

Todesco, M., *Hydrothermal fluid circulation and its effect on caldera unrest* INGV, 2007

Todesco, M., G. Chiodini, G. Berrino, *Modeling of gas composition and gravità signals at the Phlegrean fields caldera*, Lawrence Berkeley National Laboratory, Berkeley, California, May 15-17, 2006

Troise, C., G. De Natale e C. R. J. Kilburn, *Mechanisms of Activity and Unrest at Large Calderas*, The Geological Society Geological Society, Special Publications, num. 269, pp. 25-45, London 2006

Tuccimei, P., R. Salvati, G. Capelli, M. C. Delitala, P. Primavera, *Groundwater fluxes into a submerged sinkhole area, Central Italy, using radon*

and water chemistry, Applied Geochemistry num. 20, pp. 1831–1847, 2005

Turner, J. S., *Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows*, J. Fluid Mech., num. 173, pp. 431-471, 1986

Urik, J. R., *Principles of Underwater Sound*, McGraw-Hill, NY 1983

Vandemeulebrouck, J., *The effects of hydrothermal eruptions and a tectonic earthquake on a cycling crater lake (Inferno Crater Lake, Waimangu, New Zealand)*, Journal of Volcanology and Geothermal Research, 2008

Viers, S. R., McDuff, R. E., and Stahr, F. R., 2006, *Magnitude and variance of near-bottom horizontal heat flux at the Main Endeavour hydrothermal vent field*, Geochemistry, Geophysics, Geosystems G3, 7(2), 2006

Von Damm, K. L., *Controls on the chemistry and temporal variability of seafloor hydrothermal fluids*, in *Seafloor Hydrothermal Systems: Physical, Chemical, Biological and Geological Interactions*, Geophys. Monogr. 91, edited by S.E. Humphris et al., pp. 222-247, AGU, Washington, D.C., 1995

Wang, K. Y., *Acoustical Imaging*, Plenum Press, N.Y. 1979

Weber, T. C, e A. P. Lyons, *A Multibeam Sonar Survey of Mid-Seneca Lake: Bathymetry, Backscatter, and Invasive Species*, Finger Lakes Research Conference, Hobart and Smith College, Geneva, NY, 14 October, 2006

Weber, T. C., A. P. Lyons e D. L. Bradley, *Acoustic Propagation Through Bubble Clouds Exhibiting Spatial Structure*, IEEE J. Ocean. Eng., num. 32, pp. 101-111, 2007

Weber, T. C, A. P. Lyons e D. L. Bradley, *Identifying bubble clustering: comparisons of the coherent and incoherent acoustic fields, invited paper*, Proceedings of 2nd Underwater Acoustic Measurements Conference: Technologies and Results CD-ROM, Heraklion, Crete, Greece, eds. John S. Papadakis and Leif Bjorno, 2007

White, S. L., A. D. Chave e G. T. Reynolds, *Investigations of ambient light emission at deep-sea hydrothermal vents*, Journal of Geophysical Research, 107 (B1), 2002

Wilcock, W. S. D., *Physical response of mid-ocean ridge hydrothermal systems to local earthquakes*, Geochemistry Geophysics Geosystems, 5, 2004

Wilcock, W. S. D., S. D. Archer e G. M. Purdy, *Microearthquakes on the Endeavour segment of the Juan de Fuca Ridge*, J. Geophys. Res., 2336, 2002

Wilcock, W. S. D., T. J. Crone e R. E. McDuff, *Tidal variations in fluid discharge velocities at midocean Ridge hydrothermal systems: a critical measurement*, Geophysical Research Abstracts, 5, 07121, European Geophysical Society, 2003

Wilcock, W., e Fisher, A., *Geophysical constraints on the sub-seafloor environment near midocean ridges*, in Subseafloor Biosphere at Mid-Ocean Ridges, Wilcock, W., Cary, C., Delong, E., Kelley, D., and Baross, J., editors. American Geophysical Union, Washington DC., 2004

Wilson, O. B., *Introduction in Theory and Design of Sonar Transducers*, Peninsula Publishing, Los Altos, 1988

Wilson, P. S., *Sound propagation and scattering in bubbly*, Boston University, College of Engineering, 2002

Wilson, P. S., R. A. Roy e W. M. Carey, *Acoustic scattering from a bubbly-liquid-filled compliant cylinder*, ARLO 2, Acoustical Society of America, 2001

Yoon, S. W., L. A. Crum, A. Prosperetti, N. Q. Lu, *An Investigation of the Collective Oscillations of a Bubble Cloud*, The Journal of Acoustical Society of America, 89, pp. 700-706, 1991

Zawada, D. G., J. S. Jaffe, *Changes in the fluorescence of the Caribbean coral *Montastraea faveolata* during heat-induced bleaching*, Limnol. Oceanogr., num. 48, 1 part 2, pp. 412-425, 2003

Ziomek, J. L., *Underwater Acoustic*, Academic Press, Orlando 1985

Indice delle Figure

- In copertina: Immagine di un flusso idrotermale sottomarino ricostruita a partire da dati sintetici

- Fig. 1.1 Mappatura globale dei camini idrotermali sottomarini.....- 14 -
- Fig. 1.2 Campi turbolenti isotropi e anisotropi.....- 17 -
- Fig. 1.3 Flusso di calore in ambiente instabile: generazione di energia cinetica turbolenta a opera dei moti convettivi.....- 19 -
- Fig. 1.4 Plume Idrotermale di buoyant.....- 19 -
- Fig. 1.5 Successive deformazioni di un elemento di fluido in ambiente turbolento fino alla generazione dei filamenti dell'ordine della microscala di Kolmogorov.....- 20 -
- Fig. 1.6 Black Smoker della dorsale medio atlantica.....- 23 -
- Fig. 1.79 White smoker della dorsale medio atlantica- 24 -
- Fig. 1.8 Immagine relativa all'episodio di degasamento del 2002 a Panarea- 27 -

- Fig. 2.1 Immagine acustica di una plume (a) e corrispondente immagine ottica ottenuta a partire da dati acustici (b)- 48 -
- Fig. 2.2 Immagini acustiche relative a 24h di osservazione del camino Grotto- 51 -
- Fig. 2.3 Immagine acustica e velocità di una plume in uscita dal camino Grotto- 52 -

- Fig. 3.1 Distribuzione spaziale dell'energia acustica generata da un trasduttore.....	- 58 -
- Fig. 3.2 Distribuzione del campo di pressione generato da un trasduttore elettroacustico in coordinate radiali.....	- 59 -
- Fig. 3.3 Lobo principale e lobi secondari di un fascio di radiazione dell'apertura di 30° a -3dB.....	- 61 -
- Fig. 3.4 Set di pesi applicato a un array lineare di sensori.....	- 61 -
- Fig. 3.5 Set di pesi applicato a un array di sensori con angolo di puntamento θ	- 62 -
- Fig. 3.6 Ritardi temporali applicati ai singoli sensori in caso di direzione di puntamento θ	- 63 -
- Fig. 3.7 Differenze di fase fra i segnali ai diversi sensori dell'array.....	- 64 -
- Fig. 3.8 Visione Schematica dell'Antenna TX del sistema.....	- 65 -
- Fig. 3.9 Solido di rotazione relativo alla distribuzione nello spazio dell'energia generata dall'antenna trasmettente alla frequenza di 600kHz con pesatura gaussiana.....	- 66 -
- Fig. 3.10 Sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna del solido di rotazione della Fig. 3.9.....	- 67 -
- Fig. 3.11 Fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 68 -
- Fig. 3.12 Larghezza a -3dB del fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 68 -
- Fig. 3.13 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 68 -
- Fig. 3.14 Fascio nel piano a 15° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 69 -
- Fig. 3.15 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 15° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 69 -
- Fig. 3.16 Attenuazione del lobo a +/-10° relativamente	

al fascio nel piano a 15° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 69 -
- Fig. 3.17 Fascio nel piano a 30° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 70 -
- Fig. 3.18 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 30° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 70 -
- Fig. 3.19 Attenuazione del lobo a +/-10° relativamente al fascio nel piano a 30° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 70 -
- Fig. 3.20 Fascio nel piano a 45° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 71 -
- Fig. 3.21 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 30° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 71 -
- Fig. 3.22 Attenuazione del lobo a +/-10° relativamente al fascio nel piano a 45° di azimut a 600 kHz con pesatura gaussiana.....	- 71 -
- Fig. 3.23 Solido di rotazione relativo alla distribuzione nello spazio dell'energia generata dall'antenna trasmettente alla frequenza di 600kHz con pesatura di tipo sinc(*).....	- 72 -
- Fig. 3.24 Sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna del solido di rotazione della Fig. 3.22	- 73 -
- Fig. 3.25 Fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 74 -
- Fig. 3.26 Larghezza a -3dB del fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 74 -
- Fig. 3.27 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 74 -
- Fig. 3.28 Fascio nel piano a 15° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 75 -
- Fig. 3.29 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a	

15° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc.....	- 75 -
- Fig. 3.30 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano a 15° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 75 -
- Fig. 3.31 Fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 76 -
- Fig. 3.32 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 76 -
- Fig. 3.33 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 76 -
- Fig. 3.34 Fascio nel piano a 45° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 77 -
- Fig. 3.35 Larghezza a -3dB del fascio nel piano a 45° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc.....	- 77 -
- Fig. 3.36 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano a 30° a 600 kHz con pesatura di tipo sinc	- 77 -
- Fig. 3.37 Solido di rotazione relativo alla distribuzione nello spazio dell'energia generata dall'antenna trasmittente alla frequenza di 400kHz con pesatura di tipo sinc	- 78 -
- Fig. 3.38 Sezione nel piano perpendicolare all'asse dell'antenna del solido di rotazione della Fig. 3.36	- 79 -
- Fig. 3.39 Fascio nel piano orizzontale a 600 kHz con pesatura di tipo sinc.....	- 80 -
- Fig. 3.40 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 400 kHz con pesatura di tipo sinc	- 80 -
- Fig. 3.41 Attenuazione del lobo a +/- 10° relativamente al fascio nel piano orizzontale a 400 kHz con pesatura di tipo sinc	- 80 -
- Fig. 4.1 Antenna lineare di 160 elementi distanziati con passo $d=1.425$ mm	- 87 -

- Fig. 4.2 Punti nel piano Y-Z sulle rette ad angoli variabili da 7.5° a -7.5° rispetto alla linea orizzontale	89 -
- Fig. 4.3 Relazione temporale fra l'impulso emesso dal primo e dall'ultimo sensore nella direzione orizzontale a distanza 18.25 m.....	90 -
- Fig. 4.4 Relazione temporale fra l'impulso emesso dal primo, dall'ultimo sensore e da un sensore centrale nella direzione orizzontale a distanza 18.25 m.....	91 -
- Fig. 4.5 Segnale complessivo di tutti i sensori nel punto ubicato sull'asse orizzontale a distanza di 18.2 m.....	91 -
- Fig. 4.6 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 26° nel settore illuminato, alla distanza di 9.25 metri	92 -
- Fig. 4.7 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 26° nel settore illuminato, alla distanza di 4.75 metri.....	94 -
- Fig. 4.8 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 41° nel settore illuminato, alla distanza di 9.25 metri.....	94 -
- Fig. 4.9 Andamento del valore spettrale normalizzato in dB dell'ampiezza della frequenza associata all'angolo 34° nel settore illuminato, alla distanza di 9.25 metri.....	95 -
- Fig. 4.10 Visione 3D dell'andamento dell'ampiezza della riga spettrale corrispondente al fascio puntato a 34° in funzione della distanza e dell'angolo.....	96 -
- Fig. 4.11 Mappa dell'andamento dell'ampiezza della riga spettrale corrispondente al fascio puntato a 34° in funzione della distanza e dell'angolo.....	97 -
- Fig. 4.12 Visione 3D dell'andamento dell'ampiezze di tutte le righe spettrali del segnale radiato nel fascio	

puntato a 34° in funzione della distanza.....	- 98 -
- Fig. 4.13 Andamento del ritardo temporale fra l'impulso del primo e ultimo sensore nel settore angolare attivo.....	- 99 -
- Fig. 4.14 Andamento del ritardo temporale fra l'impulso del primo e ultimo sensore nel fascio puntato a 33° in funzione della distanza in metri	- 100 -
- Fig. 4.15 Andamento della durata temporale effettiva dell'impulso nel settore angolare attivo; durata reale 200 µs.....	- 101 -
- Fig. 4.16 Andamento della durata temporale effettiva dell'impulso in funzione della distanza nel fascio puntato a 33°; durata reale 200 µs.	- 101 -
- Fig. 4.17 Andamento dell'impulso trasmesso nel settore attivo; durata reale 200 µs; durata effettiva circa 100 µs	- 102 -
- Fig. 4.18 Segnale d'eco nel fascio puntato a 33° in presenza di due punti fortemente riverberanti separati in range di soli 10 cm; durata reale dell'impulso trasmesso di 200 µs.....	- 103 -
- Fig. 4.19 Evoluzione temporale dell'uscita in deciBel del rivelatore DFT applicato al segnale mostrato in Fig. 4.18.....	- 104 -
- Fig. 4.20 Segnale d'eco nel fascio puntato a 41° in presenza di due punti fortemente riverberanti separati in range di soli 7.5 cm; durata reale dell'impulso trasmesso di 200 µs.....	- 105 -
- Fig. 4.21 Evoluzione temporale dell'uscita in deciBel del rivelatore DFT applicato al segnale mostrato in Fig. 4.20.....	- 106 -
- Fig. 4.22 Sezione trasversale dell'antenna di 160 elementi.....	- 108 -
- Fig. 4.23 Panorama acustico ambientale simulato.....	- 110 -
- Fig. 4.24 Sezione trasversale dell'antenna di 160 elementi.....	- 111 -
 - Fig. 5.1 Righe spettrali del panorama acustico.....	- 112 -

- Fig. 5.2 Direzione di provenienza del segnale d'eco E(t) all'array di sensori riceventi.....	- 114 -
- Fig. 5.3 Corrispondenza fra le direzioni d'incidenza dell'onda e le sue oscillazioni temporali.....	- 115 -
- Fig. 5.4 Panorama acustico ambientale simulato.....	- 118 -
- Fig. 5.5 Panorama acustico ottenuto con beamformer convenzionale (colore blu) di 121 elementi e con beam former angolo-frequenza con sfasamento di 90° fra i 4 gruppi di 32 elementi.....	- 119 -
- Fig. 5.6 Schema di simulazione di una emissione gassosa sottomarina.....	- 120 -
- Fig. 5.7 Propagazione del campo acustico nel mezzo.....	- 121, 122 -
- Fig. 5.8 Segnali temporali back scatterati registrati all'idrofono.....	- 125-129 -
- Fig. 5.9 Immagine di un flusso idrotermale sottomarino ricostruita a partire dai segnali scatterati.....	- 130 -
- Fig. 5.10 Prove di valutazione dei processi di ricostruzione dell'immagine su un ostacolo immerso in ambiente controllato.....	- 132 -
- Fig. 5.11 Immagini acustiche dell'oggetto installato in ambiente controllato pre (sinistra) e post (destra) elaborazione.....	- 133 -
- Fig. 5.12 Fasi di installazione del sistema per imaging acustico nel Lago del Brasiamone (a, b, c).....	- 134, 135 -
- Fig. 5.13 Immagine acustica real time dell'oggetto installato nel lago del Brasiamone.....	- 136 -
- Fig. 5.14 Immagine acustica post elaborazione dell'oggetto installato nel lago del Brasiamone.....	- 137 -
- Fig. 6.1 Immagine di un flusso idrotermale sottomarino	

ricostruita a partire dai segnali scatterati.....- 143 -

